

ORSAY
Série A,
n^o d'ordre
724

Paris 1970

THÈSE

PRÉSENTÉE

A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

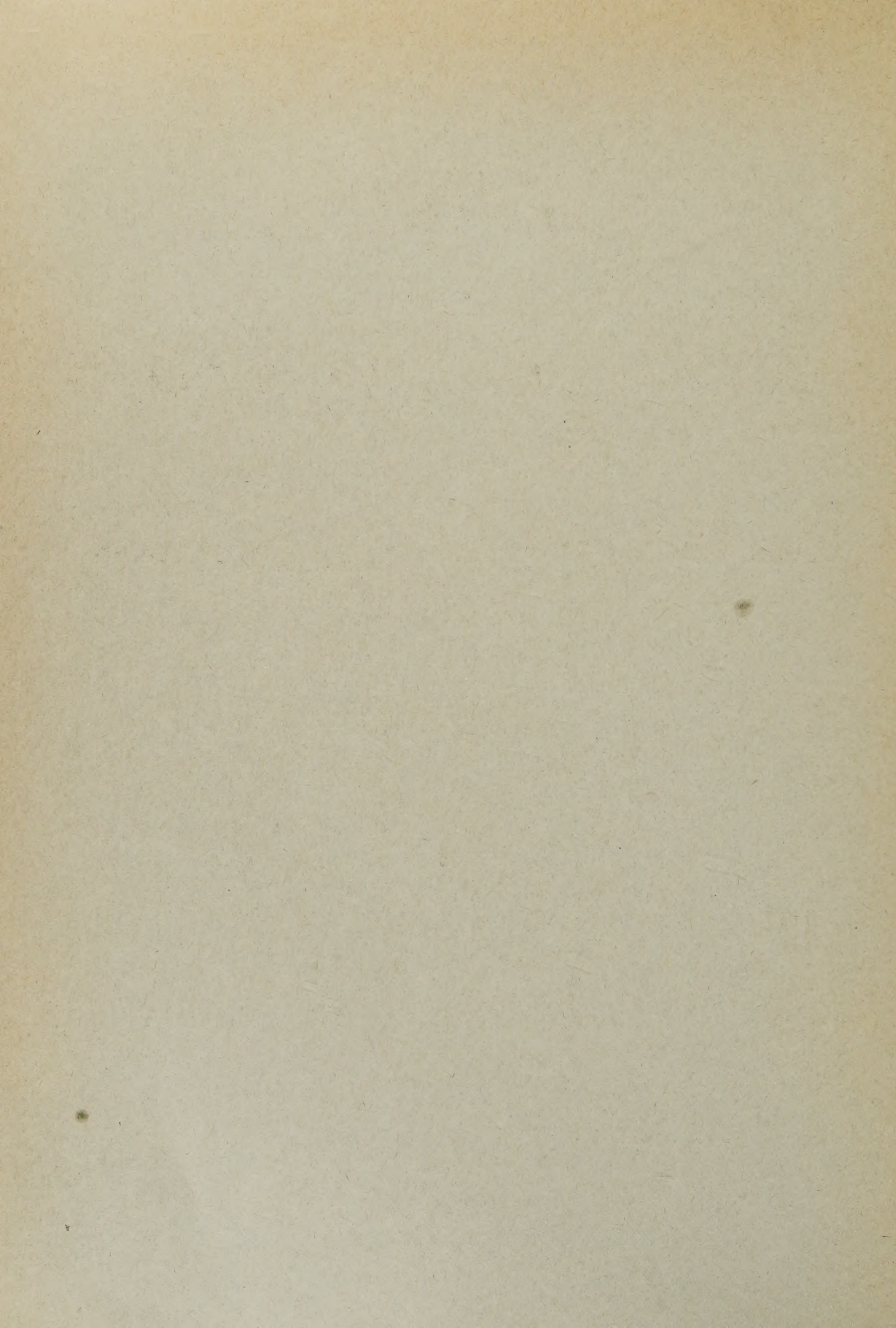
Bernard LAPONCHE

METHODE DE L'ECHANTILLON EQUIVALENT POUR INTERPRETER
LES EXPERIENCES D'OSCILLATIONS D'ECHANTILLONS FISSILES
DANS UNE PILE A NEUTRONS THERMIQUES

Soutenue le 18 décembre 1970, devant la Commission d'Examen

MM. J. HOROWITZ Président

J. BUSSAC
O. TRETIAKOFF Examineurs



THÈSE

PRÉSENTÉE

A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Bernard LAPONCHE

METHODE DE L'ECHANTILLON EQUIVALENT POUR INTERPRETER
LES EXPERIENCES D'OSCILLATIONS D'ECHANTILLONS FISSILES
DANS UNE PILE A NEUTRONS THERMIQUES

Soutenue le 18 décembre 1970, devant la Commission d'Examen

MM. J. HOROWITZ

Président

J. BUSSAC
O. TRETIAKOFF

Examineurs

THÈSE

DE

A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAI

PAR

LE GRADÉ DE DOCTEUR EN SCIENCES PHYSIQUES



PRÉSENTÉE À LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAI
PAR M. J. VAN DER WOUDE
DOCTEUR EN SCIENCES PHYSIQUES

LE 10 JANVIER 1900

PAR M. J. VAN DER WOUDE

LE 10 JANVIER 1900

INTRODUCTION

PREFACE : 11

CHAPITRE I : 13

CHAPITRE II : 15

à mes parents

CHAPITRE III : 17

CHAPITRE IV : 19

CHAPITRE V : 21

CHAPITRE VI : 23

CHAPITRE VII : 25

CHAPITRE VIII : 27

CHAPITRE IX : 29

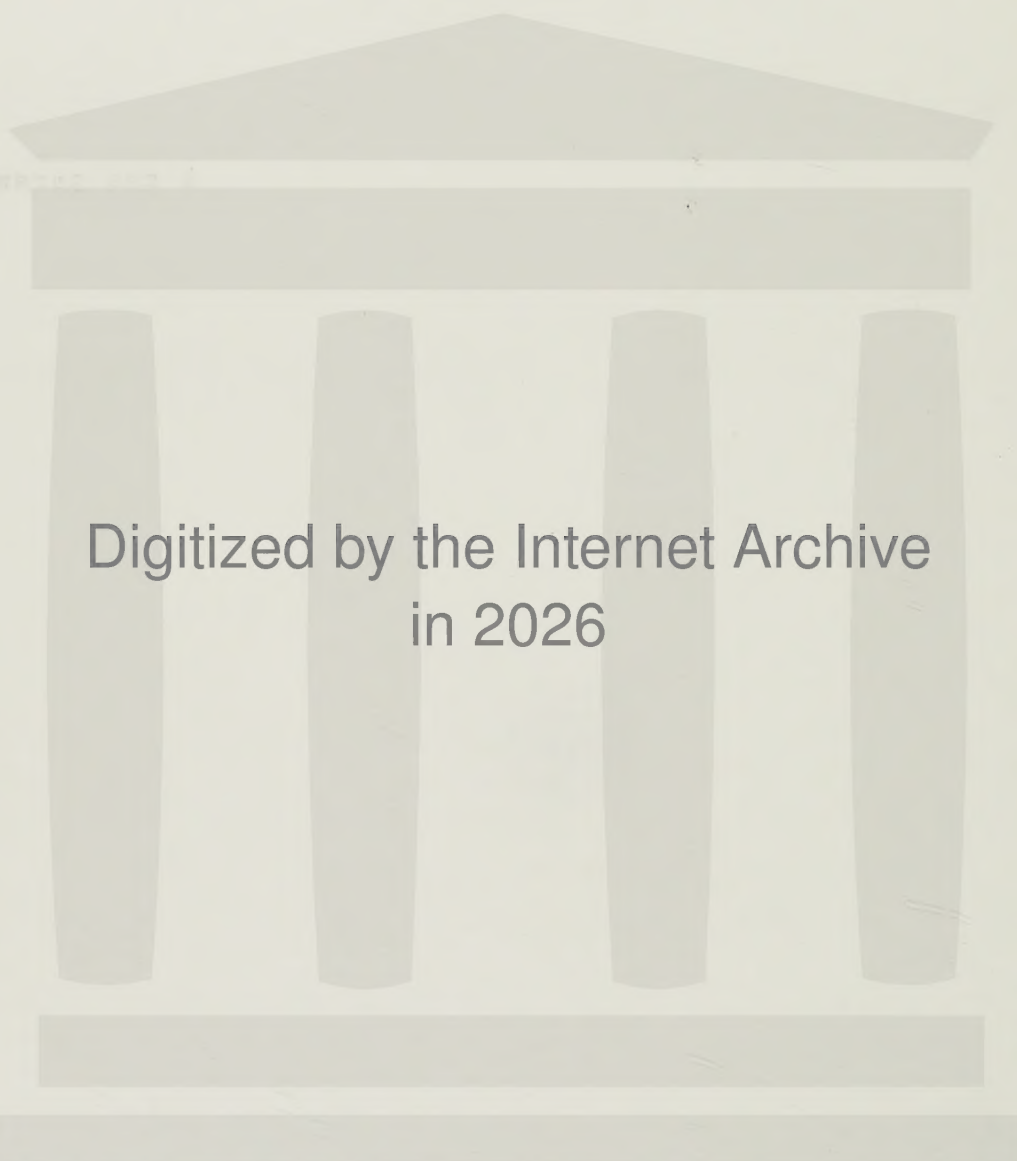
CHAPITRE X : 31

CHAPITRE XI : 33

CHAPITRE XII : 35

CHAPITRE XIII : 37

CHAPITRE XIV : 39



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41551520_0031

- TABLE DES MATIERES -

	pages
INTRODUCTION	
<u>PREMIERE PARTIE</u> : La méthode de l'échantillon équivalent	5
CHAPITRE I : Etude de l'état perturbé	7
CHAPITRE II : L'échantillon équivalent	17
<u>DEUXIEME PARTIE</u> : La méthode de l'échantillon équivalent appliquée aux expériences d'oscillations	26
CHAPITRE I : Détermination de l'échantillon équivalent à partir des résultats expérimentaux	27
CHAPITRE II : Le signal Local de l'échantillon équivalent	32
CHAPITRE III : Etalonnage du réacteur en ^{235}U et en Bore. La correction de courbure	37
CHAPITRE IV : Interprétation des expériences d'oscillations	42
<u>TROISIEME PARTIE</u> : Résultats des expériences d'oscillations de combustibles uranium-plutonium dans les piles MARIUS et CESAR	49
CHAPITRE I : Echantillons étudiés et conditions expé- rimentales	51
CHAPITRE II : Données nucléaires et calculs de spectre	55
CHAPITRE III : Résultats	59
CHAPITRE IV : Discussion des résultats	67
CONCLUSION	86
REFERENCES	92

ANNEXE I : Signal local de l'échantillon équivalent :
Conditions expérimentales compatibles avec
le calcul THERMOS

ANNEXE II : Etalonnage du réacteur en ^{235}U et en Bore ;
la correction de courbure

ANNEXE III : Effet des neutrons retardés

ANNEXE IV : Teneurs des échantillons. Valeurs calculées
par THERMOS

ANNEXE V : Bibliographie sommaire

- A V A N T - P R O P O S -

Les premières applications en France de la méthode d'oscillation ont été développées par MM. V. RAIEVSKI et D. BRETON sur le réacteur ZOE. L'utilisation de cette méthode en vue de la mesure des sections efficaces des matériaux fissiles a été proposée en 1959 par MM. R. NAUDET et O. TRETIAKOFF, qui ont mis en évidence l'intérêt de la mesure du signal Local.

Les premières expériences de ce type ont été réalisées sur les piles MINERVE et MARIUS et ont fait l'objet d'une publication au congrès de l'AIEA de 1964 sur les expériences exponentielles et critiques : le rapport CEA qui lui correspond constitue un exposé complet des principes de ces expériences. Des études importantes, portant surtout sur la mise au point de la méthode expérimentale, ont été ensuite réalisées par MM. O. TRETIAKOFF, R. VIDAL et leurs collaborateurs.

Le développement de ces expériences sur MARIUS, puis CESAR, pour l'étude de combustibles au plutonium et de combustibles irradiés, a nécessité une étude plus fine de la physique des phénomènes, particulièrement en ce qui concerne le signal Local : la méthode de l'échantillon équivalent a été développée de 1967 à 1969, avec la collaboration de M. M. MICHEL-VILLAZ et Mmes D. MENESSIER et M.J. BASIUK.

Les expériences qui sont décrites dans cette thèse ont été réalisées à CADARACHE par MM. BRUNET et GUERANGÉ et leurs collaborateurs, dans le cadre du programme défini par la Commission mixte CESAR-MARIUS, EDF-CEA, et leur interprétation réalisée avec M. Y. BOUEDO.

Le travail de cette thèse a été effectué au Service de Physique Mathématique, dirigé par M. J. BUSSAC, et sous la responsabilité de M. J. HOROWITZ, Directeur des Piles Atomiques. MM. O. TRETIAKOFF, P. BACHER, F. COGNÉ, M. LIVOLANT, F. MORIER, J. RYCKELYNCK, et J. ASKEW de l'UKAEA, m'ont apporté leurs conseils et les discussions que nous avons eues sur ces problèmes m'ont été très utiles.

La mise au point de cette méthode et l'interprétation de ces expériences n'ont été possibles que grâce à un travail d'équipe : je remercie tous ceux qui y ont participé, et en particulier les expérimentateurs qui ont su résoudre des problèmes très délicats et ont eu confiance en la valeur de cette méthode. Je remercie Mmes Y. GASNIER, J. GENTIL et G. KATZ pour la réalisation matérielle de cet ouvrage.

METHODE DE L'ECHANTILLON EQUIVALENT
POUR INTERPRETER LES EXPERIENCES D'OSCILLATIONS
D'ECHANTILLONS FISSILES DANS UNE PILE
A NEUTRONS THERMIQUES

INTRODUCTION

Les expériences de remplacement d'une petite portion de milieu multiplicateur de neutrons au centre d'un assemblage critique sont de trois types : les expériences de remplacement progressif, les expériences de comparaison à une cavité (appelées expériences de type PCTR), et les expériences d'oscillations, dont le nom est dérivé de la technique expérimentale utilisée pour le remplacement. D'une façon générale ces expériences sont basées sur la mesure des perturbations créées par le remplacement. Leur premier intérêt est de mettre en oeuvre une faible quantité du matériau que l'on veut étudier ; d'autre part ce sont des mesures relatives (les expériences de type PCTR sont un cas extrême : la comparaison au vide peut être considérée comme une mesure absolue) qui sont souvent plus sensibles que des mesures absolues et qui permettent d'atteindre directement des modifications, volontaires ou involontaires, intervenant dans le coeur d'un réacteur nucléaire (évolution du combustible due à l'irradiation par exemple).

Les expériences d'oscillations présentent un certain nombre de caractères originaux et sont particulièrement adaptées à l'étude d'échantillons de matériaux fissiles. La petite taille des échantillons est alors un atout important, soit que leur fabrication soit onéreuse, comme dans le cas de combustibles au plutonium, soit que leurs propriétés neutroniques varient d'un élément à l'autre, comme dans le cas de combustibles irradiés.

De telles expériences ont été réalisées en France sur ces deux types de combustibles, dans des milieux multiplicateurs à neutrons thermiques et, plus récemment, pour l'étude de certains problèmes particuliers des milieux multiplicateurs à neutrons rapides. Nous étudions ici la méthode d'interprétation des

expériences d'oscillations de combustibles contenant du plutonium dans un milieu multiplicateur à neutrons thermiques.

La méthode expérimentale consiste à faire osciller l'ensemble des éléments combustibles du canal central d'un assemblage critique, un des éléments combustibles étant remplacé par l'élément à mesurer, appelé "échantillon". Ces échantillons sont des barreaux d'alliage uranium-plutonium de même géométrie et de même teneur en uranium 238 que celles des éléments combustibles du réseau environnant : les conditions de propagation et de ralentissement des neutrons ne sont donc pratiquement pas perturbées, ni l'absorption résonnante de l'uranium 238. La continuité du train de combustibles que l'on fait osciller évite toute perturbation due à une variation éventuelle des fuites axiales.

On est donc amené à comparer un état non perturbé constitué par l'assemblage critique initial et un état perturbé constitué par ce même assemblage dont un des éléments combustibles du canal central a été remplacé par l'échantillon à mesurer. La mesure de la réactivité du cas perturbé donne une première information sur les propriétés neutroniques de l'échantillon.

On compense à chaque instant la perturbation par une barre de réglage asservie à un détecteur placé à la périphérie du réacteur (l'ensemble du dispositif constitue le pilote automatique)[15] de manière à rendre cet état perturbé critique : on peut mesurer également la variation de la densité neutronique au voisinage de l'échantillon.

On possède alors la mesure de deux grandeurs indépendantes liées à la variation des taux de réaction dans l'échantillon : la variation de position de la barre du pilote automatique, que l'on appelle signal "global" et la variation du taux de réaction d'un détecteur placé au voisinage du canal central, que l'on appelle signal "local".

Pour pouvoir passer de ces grandeurs aux variations des taux de réaction d'absorption et de production de neutrons, on effectue un double étalonnage du réacteur avec des échantillons de même géométrie, appauvris ou enrichis en uranium 235, ou contenant du bore.

Nous allons voir que la définition précise d'un échantillon fictif appelé "échantillon équivalent" de l'échantillon mesuré, ainsi qu'un calcul détaillé en espace et énergie dans une zone de petites dimensions entourant le canal d'oscillations permettent de s'affranchir de tout calcul de l'ensemble du réacteur et d'utiliser le double étalonnage en ^{235}U et en bore pour obtenir de façon très directe les propriétés neutroniques du matériau constituant l'échantillon mesuré.

Dans la première partie de cette thèse, nous exposons les principes de la méthode de l'échantillon équivalent ; dans la deuxième partie, nous définissons de façon plus détaillée les différentes phases de l'interprétation des expériences d'oscillations ; en troisième partie nous donnons les résultats obtenus par cette méthode appliquée aux expériences d'oscillations de combustibles uranium-plutonium dans les piles MARIUS et CESAR.

Le principe général de la méthode expérimentale d'oscillations a été exposé en [1]. Des mesures relatives à des combustibles uranium-plutonium et des combustibles irradiés ont été effectuées dans les piles MINERVE, MARIUS et CESAR. Le travail que nous présentons ici est un rapport de synthèse : des exposés plus détaillés ont fait l'objet de plusieurs publications ([2], [3], [4], [5]) relatives aux mesures qui ont été effectuées au cours d'un important programme d'études du plutonium et des combustibles irradiés dans les réacteurs à neutrons thermiques, réalisé en partie dans le cadre d'un contrat Euratom-CEA, et dont les résultats sont donnés en [6]. Les expériences qui sont interprétées ici permettent de modifier ou de préciser les sections efficaces des isotopes du plutonium. Complétées par des

études sur les combustibles irradiés qui apportent une connaissance globale de la composition du combustible et de la capture des produits de fission, elles constituent une contribution essentielle à la connaissance de l'évolution des propriétés nucléaires des réacteurs de puissance à neutrons thermiques.

- PREMIERE PARTIE -

LA METHODE DE L'ECHANTILLON EQUIVALENT

Le principe de la méthode de l'échantillon équivalent est lié à la remarque suivante : lorsque l'on crée une perturbation des propriétés neutroniques au centre d'un réacteur, la dépendance globale du réacteur vis-à-vis de la perturbation est d'abord une variation de sa réactivité, en ce qui concerne la densité neutronique, sa variation est complexe au voisinage de la perturbation puis se transforme en une variation d'allure plus simple lorsqu'on s'en éloigne. Il semble donc logique de ne pas étudier l'ensemble de ces réponses considéré comme un tout, c'est-à-dire de comparer brutalement l'état perturbé à l'état non perturbé du réacteur, mais d'essayer de séparer les degrés de complexité en comparant l'état perturbé mesuré à un état perturbé fictif, le plus simple possible, et pour lequel la réponse du réacteur serait la plus proche possible de celle que l'on mesure expérimentalement.

L'échantillon équivalent apparaît alors comme un intermédiaire entre l'échantillon mesuré (uranium-plutonium par exemple) et l'échantillon de référence (uranium naturel). Cet intermédiaire n'est d'ailleurs pas purement fictif puisqu'il est défini à partir des réponses du réacteur à des perturbations connues (échantillons à teneurs variables en uranium 235 et en bore). A partir de ces échantillons dont les lois de perturbation sont connues, on va définir un échantillon qui, s'il était mesuré, donnerait la même variation de réactivité que l'échantillon mesuré, et une variation de densité neutronique identique lorsqu'on s'éloigne suffisamment de la perturbation pour que les effets de spectre disparaissent. On s'est également attaché à réduire

les quantités de calcul nécessaires à l'interprétation des expériences : le calcul d'un réacteur complet pour obtenir la réactivité causée par une perturbation localisée est une procédure très lourde, qui risque de surcroît de masquer les causes de désaccord entre calcul et expérience. La méthode de l'échantillon équivalent permet de limiter le calcul à une zone de quelques cellules entourant l'échantillon perturbateur. Ce gain sur le volume permet un calcul détaillé en espace et énergie, ce qui est particulièrement utile dans le cas des expériences avec mesure du signal local.

CHAPITRE I - ETUDE DE L'ETAT PERTURBE

L'état non perturbé est le réacteur critique dont la zone centrale est un réseau régulier de cellules composées d'éléments combustibles identiques.

L'état perturbé est le même réacteur au centre duquel on a remplacé un élément combustible normal de la cellule centrale par un élément géométriquement identique mais dont les propriétés neutroniques sont différentes.

I-1 - Réactivité de l'état perturbé

Ecrivons l'équation du transport sous sa forme intégral-différentielle et pour un réacteur critique :

$$\vec{\Omega} \cdot \text{grad} \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) + \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \Sigma_t(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) - \int \phi(\vec{r}, E', \vec{\Omega}') \Sigma_s(\vec{r}, E', \vec{\Omega}' \rightarrow E, \vec{\Omega}) dE' d\vec{\Omega}' =$$

$$f(E) \int \phi(\vec{r}, E', \vec{\Omega}') v \Sigma_t(\vec{r}, E') dE' d\vec{\Omega}'$$

On schématise, dans l'état non perturbé critique, l'équation du transport par :

$$T\phi = S\phi \quad (1)$$

et l'équation adjointe par :

$$T^* \phi^* = S^* \phi^* \quad (2)$$

ϕ et ϕ^* sont les flux direct et adjoint

T et T^* les opérateurs de transport direct et adjoint

S et S^* les opérateurs de source direct et adjoint

Dans l'état perturbé, les opérateurs T et S deviennent $T + \Delta T$ et $S + \Delta S$, où ΔT et ΔS sont limités à l'échantillon perturbateur. Le réacteur n'est plus critique et on lui associe un réacteur critique caractérisé par une constante K telle que :

$$(T + \Delta T) \tilde{\phi} = \frac{1}{K} (S + \Delta S) \tilde{\phi} \quad (3)$$

où $\tilde{\phi}$ est le flux perturbé.

Si la réactivité de l'état perturbé est faible, elle est définie par :

$$\rho = \frac{K - 1}{K} \quad (4)$$

et :

$$\rho = \frac{\int_E \phi^* (\Delta S - \Delta T) \tilde{\phi}}{\int_R \phi^* (S + \Delta S) \tilde{\phi}} \quad (5)$$

E : échantillon perturbateur

R : ensemble du réacteur

L'expression (5) offre l'avantage d'un calcul du flux dans le cas perturbé localisé à l'échantillon, l'approximation consistant à calculer le dénominateur dans le cas non perturbé étant en général suffisante ; elle impose par contre le calcul du flux adjoint dans le cas non perturbé. Cette formulation est utilisée dans la méthode HPS proposée par J. Askew pour l'interprétation des expériences de mesure de la réactivité d'un échantillon plongé dans un canal vide [8].

Le calcul de la réactivité sans intervention du flux adjoint est moins classique : il suffit d'intégrer les deux membres de l'équation (3) sur tout le réacteur :

$$\int_R (T + \Delta T) \tilde{\phi} = \frac{1}{K} \int (S + \Delta S) \tilde{\phi} \quad (6)$$

$$\rho = \frac{\int_R [(S + \Delta S) - (T + \Delta T)] \tilde{\phi}}{\int_R (S + \Delta S) \tilde{\phi}} \quad (7)$$

Etudions en particulier un état perturbé créé par une perturbation ΔT_E , ΔS_E au niveau de l'échantillon, le réacteur étant rendu critique par l'introduction d'une nouvelle perturbation ΔT_P , ΔS_P en un autre point. Alors :

$$0 = \int_R [(S + \Delta S_E + \Delta S_P) - (T + \Delta T_E + \Delta T_P)] \tilde{\phi} \quad (8)$$

soit :

$$\int_R [(S + \Delta S_E) - (T + \Delta T_E)] \tilde{\phi} = \int_R [\Delta S_P - \Delta T_P] \tilde{\phi} \quad (9)$$

Remarque : Le deuxième membre de l'équation (9) représente le
 ===== signal global lorsque p représente le pilote automatique,
 dans les expériences d'oscillations.

I-2 - Perturbation de la densité neutronique

A l'aide d'un pilote automatique, barre de contrôle placée à la périphérie du réacteur par exemple, nous rendons l'état perturbé critique ; nous normalisons les densités neutroniques en un point du réflecteur, normalisation qui correspond d'ailleurs aux conditions expérimentales puisque le pilote est asservi à une chambre d'ionisation placée à la périphérie du réacteur. Nous pouvons alors comparer les densités neutroniques et les flux de l'état non perturbé et de l'état perturbé, ou de différents états perturbés entre eux.

I-2-1 - Perturbations d'absorption

L'utilisation de la fonction de Green du problème de thermalisation [9] permet d'étudier la propagation de la perturbation de la densité neutronique dans un milieu thermaliseur, due à l'introduction en un point ou en une région de ce milieu de perturbations d'absorption à lois de variation en fonction de l'énergie différentes : par exemple loi en $1/v$ (Bore) et lois quelconques (^{239}Pu et ^{240}Pu).

Pour un milieu modérateur donné, on met ainsi en évidence une longueur caractéristique de ses propriétés de thermalisation, que l'on peut appeler longueur d'oubli du spectre, qui définit une zone de transition où la perturbation de la densité $n(\vec{r}, E)$ et du flux $\phi(\vec{r}, E)$ sont liées à la structure fine de la loi d'absorption ; les comportements du flux et de la densité au delà de cette zone sont uniquement fonction de la variation du taux d'absorption dans la zone perturbée.

Une perturbation de la loi d'absorption a donc pour conséquence une perturbation fondamentale du flux et de la densité neutronique qui s'étend à tout le réacteur et qui est uniquement fonction de la variation du taux de réaction, à laquelle se superpose, sur une distance définie par la "longueur d'oubli du spectre", une perturbation transitoire fonction de la structure fine de la loi d'absorption.

La mise en évidence de ce phénomène est exposée en [2] : on effectue un calcul de la propagation de la perturbation dans le milieu homogène ayant la composition du réseau, en utilisant le formalisme des fonctions propres de l'opérateur laplacien et la fonction de Green du problème de thermalisation (modèle secondaire). La figure 1 illustre la comparaison entre deux perturbations créées par des taux d'absorption identiques mais dont les lois d'absorption sont l'une celle du Bore ($1/v$), l'autre celle du ^{239}Pu ; la figure 2 montre cette comparaison pour une différence de loi d'absorption plus importante (^{240}Pu et Bore) : on voit que la

perturbation transitoire est pratiquement nulle à 20 cm pour toutes les énergies, soit au-delà de la première couronne de combustible pour le réseau hétérogène, la perturbation fondamentale étant la même dans les deux cas. Dans chaque cas perturbé, le réacteur est rendu à nouveau critique par l'action d'une perturbation de production de neutrons placée à la périphérie du réacteur et simulant le pilote automatique.

I-2-2 - Perturbations d'absorption et de production de neutrons

Considérons maintenant des perturbations d'absorption et de production de neutrons localisées dans la zone centrale.

Le réacteur étant rendu critique dans chaque état perturbé à l'aide du pilote automatique, il correspond à chaque perturbation une action de ce pilote qui est le signal global (relation (9)).

Il existe, d'après (9), une infinité de telles perturbations qui ont le même signal global : si on compare deux quelconques de ces perturbations, on constate que la différence $\Delta_n(r, E)$ des densités neutroniques dans chacun des cas se propage sur tout le réacteur, sans que l'on puisse mettre en évidence une zone privilégiée (figure 3).

Par contre, si on compare deux perturbations telles que les taux de réaction d'absorption soient respectivement égaux dans l'un et l'autre cas sur l'ensemble du réacteur, on retrouve le phénomène mis en évidence dans le cas de l'absorption pure : les perturbations de densités neutroniques se décomposent entre un mode fondamental qui s'étend sur tout le réacteur, identique pour les deux perturbations, et un mode transitoire, lié à la loi d'absorption de chaque perturbation, donc différent dans chaque cas, mais limité à la longueur d'oubli du spectre mise en évidence au paragraphe précédent.

La comparaison de deux telles perturbations, l'une à loi d'absorption en $1/v$, l'autre à loi d'absorption du ^{240}Pu fait l'objet de la figure 4 qui montre des résultats tout à fait identiques à ceux de la figure 2.

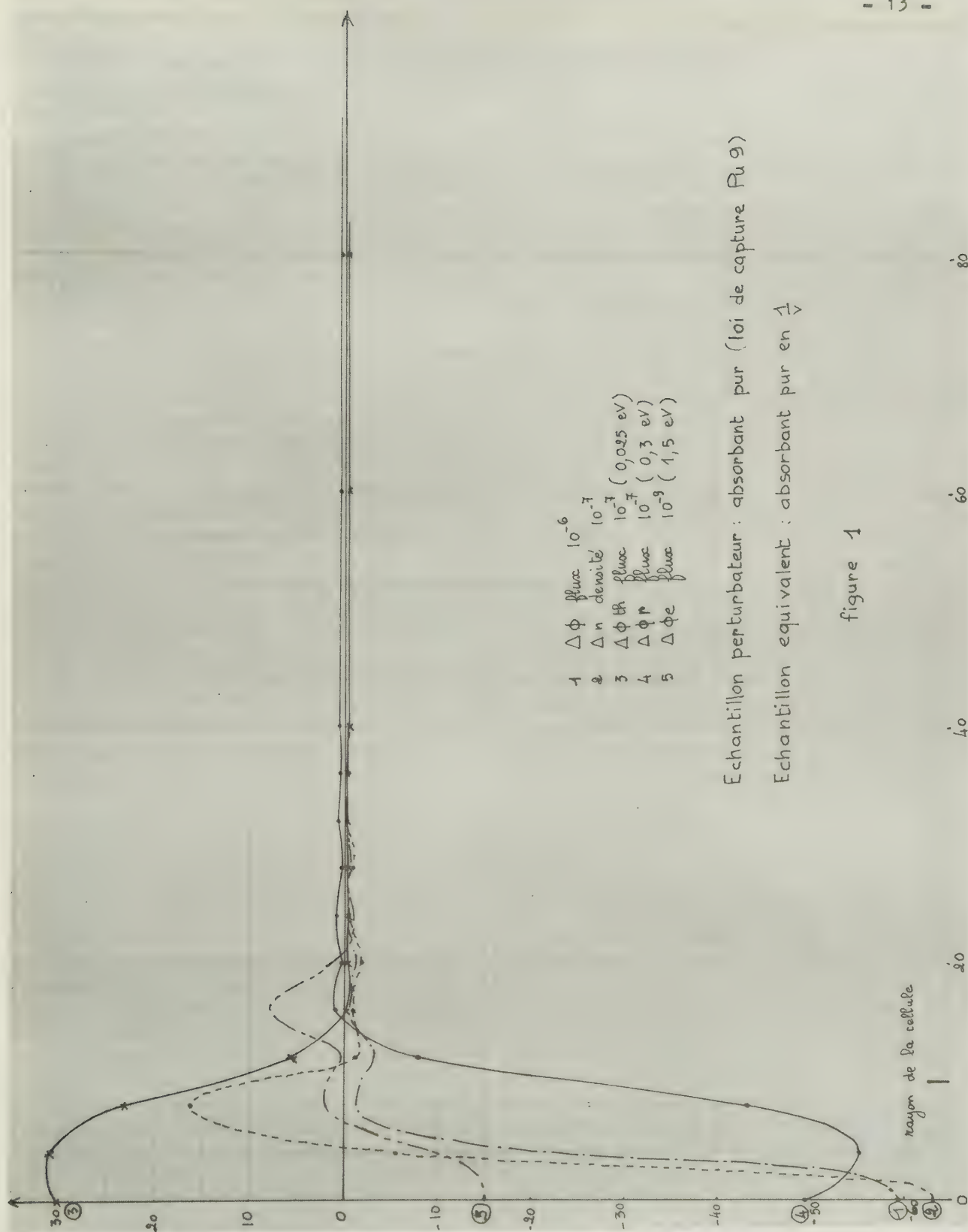


figure 1

40 cm

20

rayon de la cellule

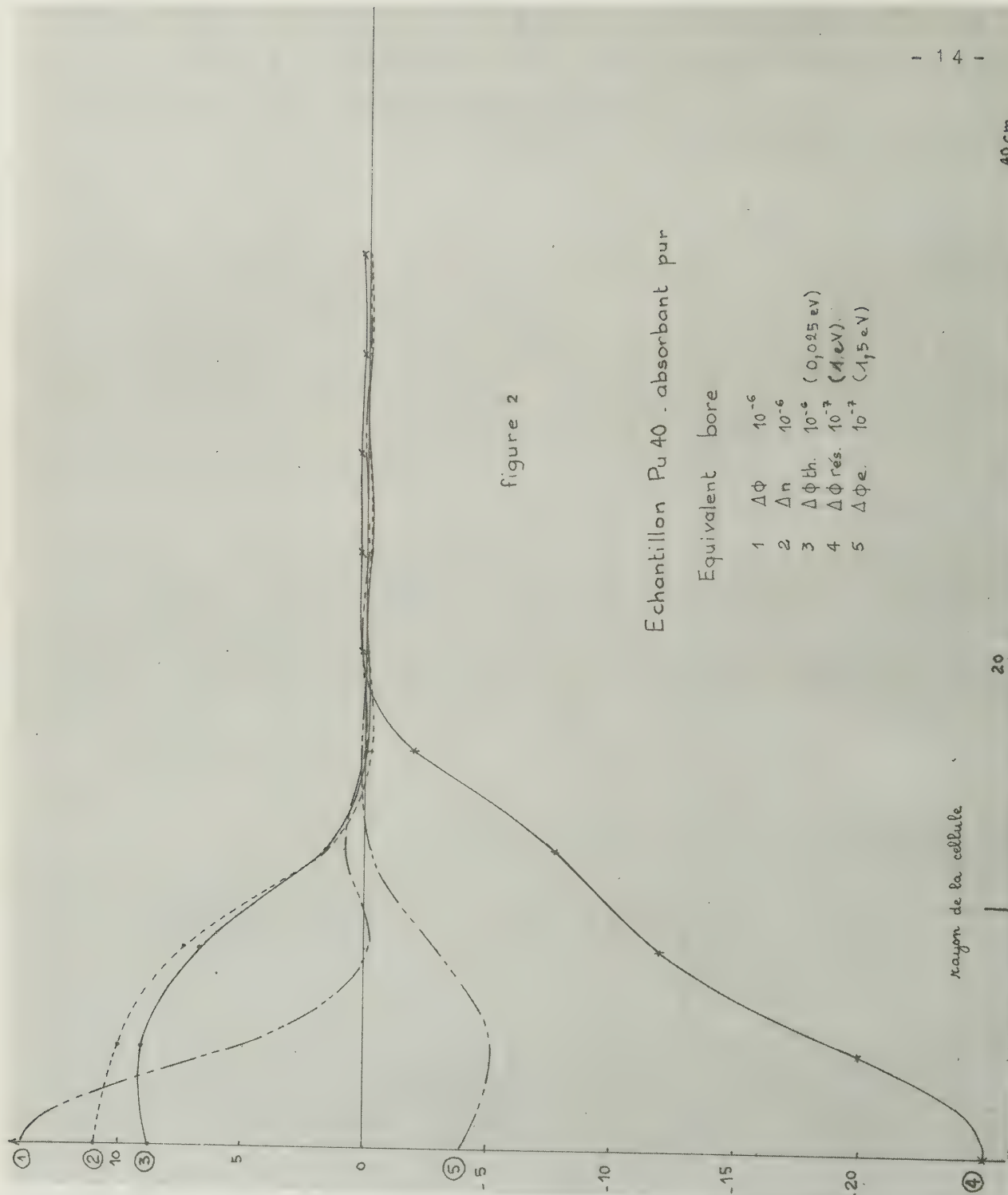
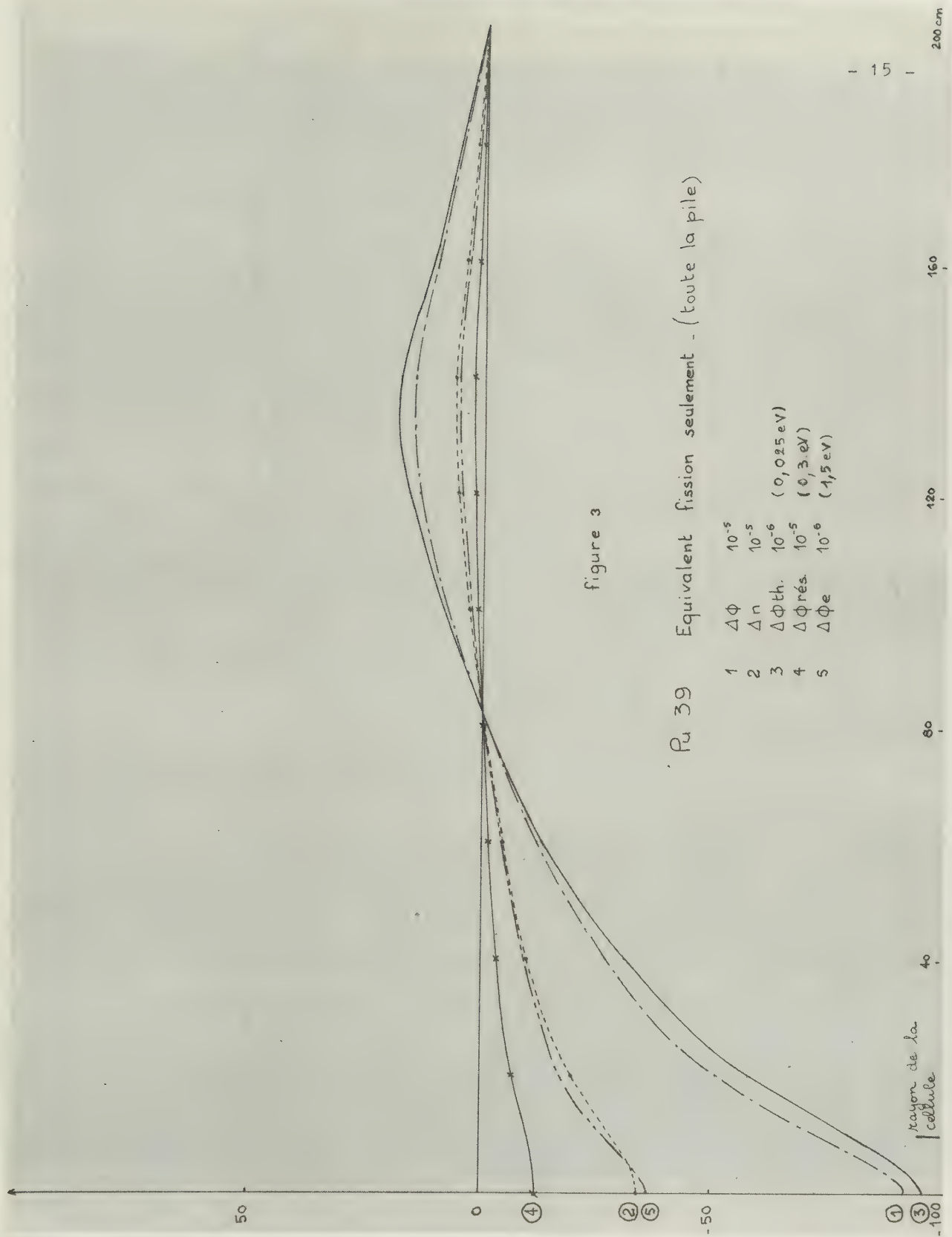


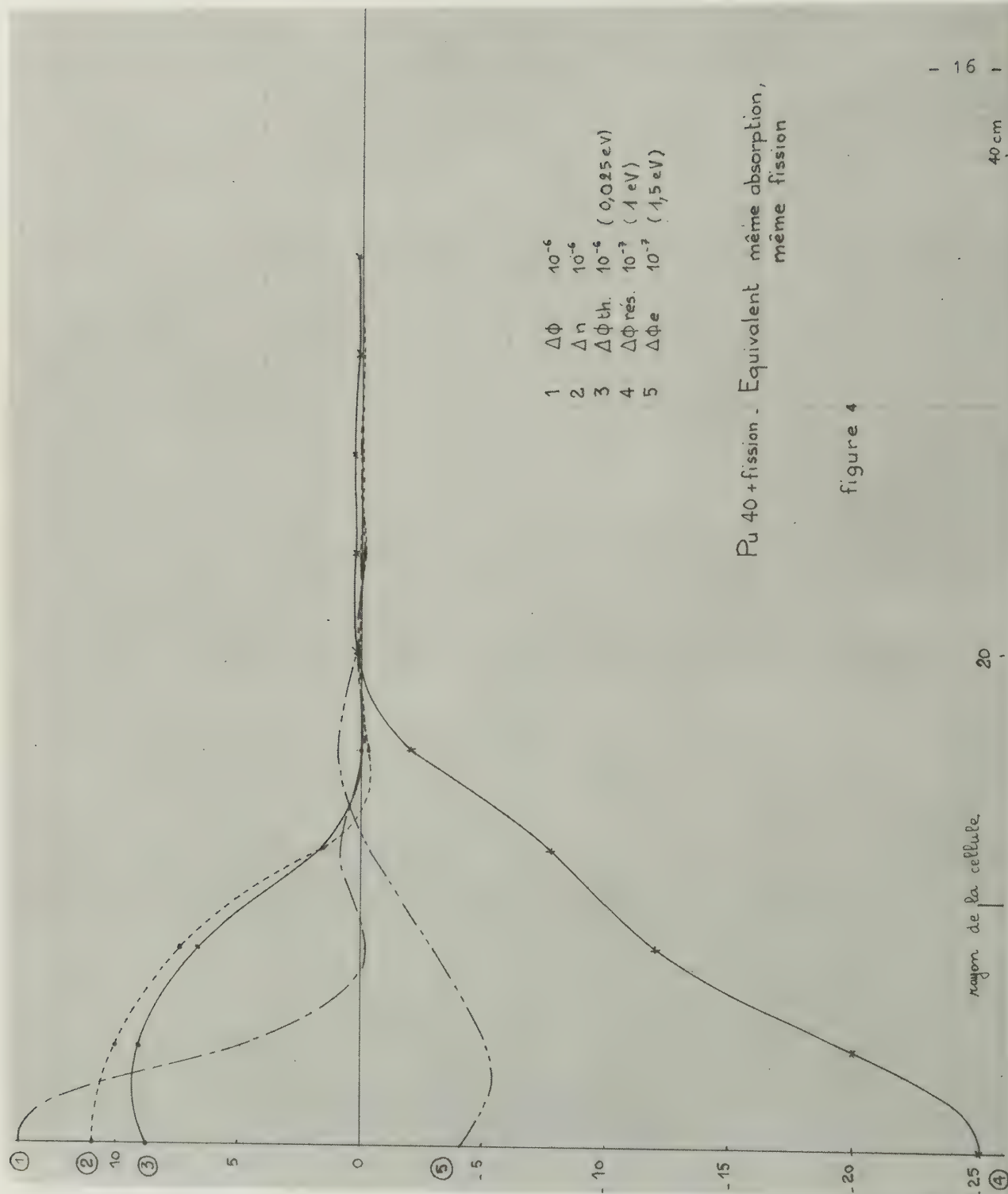
figure 2

Echantillon Pu40 - absorbant pur

Equivalent bore

1	$\Delta \phi$	10^{-6}
2	Δn	10^{-6}
3	$\Delta \phi_{th.}$	10^{-6} (0,025 eV)
4	$\Delta \phi_{res.}$	10^{-7} (1 eV)
5	$\Delta \phi_e$	10^{-7} (1,5 eV)





CHAPITRE II - L'ECHANTILLON EQUIVALENT

II-1 - Etude de la zone perturbée

La mise en évidence de la longueur d'oubli du spectre par l'étude de la fonction de Green en thermalisation suggère de remplacer l'échantillon perturbateur par un échantillon fictif de loi d'absorption connue ($1/v$ par exemple) tel que, au delà de la zone d'oubli du spectre, les flux dans le réacteur soient les mêmes. Pour ces deux échantillons on aurait la même position du pilote automatique, donc le même signal global. Nous appelons zone perturbée une zone A centrée sur l'échantillon, situé au centre du réacteur, et de rayon supérieur à la longueur d'atténuation de la perturbation transitoire liée à la loi d'absorption de l'échantillon.

II-1-1 - Représentation de la zone perturbée

Le calcul précis en espace et énergie des flux dans cette zone est important pour plusieurs raisons :

a) Les calculs de référence relatifs aux cellules à combustibles au plutonium sont faits dans le cas d'un réseau régulier de cellules identiques, c'est-à-dire avec condition de réflexion à la frontière de la cellule et laplacien géométrique indépendant de l'énergie pour tenir compte des fuites. Or dans les expériences que nous étudions, l'échantillon U-Pu est seul de son espèce et le spectre neutronique dans cet échantillon est influencé par le réseau environnant. Le calcul des taux de réaction dans l'échantillon U-Pu doit être effectué dans les conditions réelles de la mesure : c'est ce que nous appellerons l'effet de l'environnement.

b) La définition et le calcul des propriétés de l'échantillon équivalent passent par le calcul de la zone A.

c) Dans le cas des mesures avec signal local, ce signal traduit la variation du taux de fission ou d'absorption d'un détecteur placé au voisinage de l'échantillon. Si ce détecteur était ponctuel, nous devrions simplement calculer la variation de ce taux entre cas perturbé et cas équivalent pour obtenir la variation de signal local entre les deux échantillons. En réalité, le détecteur local crée une perturbation dans la cellule centrale : nous devons calculer toutes les quantités relatives à l'échantillon U-Pu et à l'échantillon équivalent en tenant compte de cette perturbation.

Nous avons utilisé le code THERMOS ; ses conditions d'utilisation sont données en [2] : le domaine d'énergie va de 0 à 2,5 eV (60 groupes), les sources de ralentissement à 2,5 eV sont uniformes dans le modérateur et le calcul est fait avec conditions de réflexion à la frontière de la zone.

La zone A est constituée par une supercellule comprenant la cellule centrale et deux couronnes périphériques.

La représentation de la cellule centrale est faite exactement. Pour les cellules périphériques, il faut introduire une symétrie de révolution et nous avons adopté la représentation suivante :

- Le volume de modérateur est conservé dans la supercellule.
- le combustible uranium naturel des cellules périphériques est simulé par des couronnes situées à des distances du centre égales à la distance réelle entre barreaux.

Les sections efficaces d'absorption de ce combustible en couronne doivent être telles que le taux d'absorption de chaque barreau de la supercellule soit le même, ceci dans chaque groupe d'énergie, c'est-à-dire que si N est le nombre de barreaux simulés par la couronne C , A_P l'absorption du combustible central et A_C l'absorption de cette couronne, on doit avoir :

$$A_B^i = \frac{1}{N} \cdot A_C^i \quad i \text{ étant l'indice du groupe d'énergie}$$

$$\text{soit : } n_B^i \Sigma a_B^i V_B = \frac{1}{N} n_C^i \Sigma a_C^i V_C \quad (10)$$

n^i , Σa^i étant les densités neutroniques et sections d'absorption dans le groupe i , V les volumes de combustible.

Une série de calculs THERMOS permet de déterminer les quantités Σa_B^i par itération.

Cet ajustement étant réalisé, on constate que les flux dans la cellule centrale sont identiques, dans le cas du combustible UNat, à ceux obtenus par un calcul de cellule avec condition de réflexion à la limite de la cellule : on rend donc bien compte des échanges avec les cellules voisines et ce système peut être utilisé pour l'étude de la zone perturbée.

II-2 - Calcul de l'effet d'environnement

Les propriétés neutroniques de l'échantillon U-Pu au centre de la zone perturbée sont calculées par la même méthode. On remplace simplement l'échantillon central UNat par l'échantillon U-Pu.

La comparaison de ce calcul et du calcul classique du même échantillon placé dans un réseau U-Pu donne la variation du spectre neutronique dans le barreau avec l'environnement.

Cette méthode rend compte de l'effet d'environnement local, c'est-à-dire de l'interaction entre l'échantillon U-Pu et les barreaux UNat voisins. L'effet d'environnement provoqué par la variation des fuites dans la zone où est plongé l'échantillon U-Pu est calculé simplement en utilisant dans le calcul de cellule classique un laplacien géométrique égal au laplacien matière du milieu environnant à combustible uranium naturel au lieu de prendre celui du milieu à combustible U-Pu.

Dans le cas où on mesure le signal local, la chambre de détection locale est également décrite dans la cellule centrale sous la forme d'une couronne cylindrique. Les calculs de cellule et l'ajustement des couronnes sont faits sans la chambre, les calculs de supercellule avec la chambre, ce qui permet de calculer en même temps les perturbations du spectre dues à l'environnement et à la chambre.

Remarque : Le calcul de supercellule que nous venons d'exposer sera appliqué plus loin au calcul de l'échantillon équivalent. En ce qui concerne les effets d'environnement, des méthodes plus simples ont été mises au point qui permettraient de s'en affranchir [2].

II-3 - L'échantillon équivalent

II-3-1 - Longueur d'oubli du spectre

Considérons le réacteur critique avec en son centre l'échantillon U-Pu. Substituons à la supercellule centrale une supercellule fictive définie de la façon suivante :

- 1 Les productions de neutrons sont identiques dans les deux supercellules.
Cette condition assure l'identité des flux dans les domaines rapide et épithermique, et celle des densités de ralentissement à chaque énergie.
- 2 En ce qui concerne l'absorption, l'échantillon U-Pu est remplacé par un échantillon fictif à loi d'absorption en $1/v$ de composition telle qu'il y ait raccordement des flux thermiques à la frontière entre supercellule et réacteur.

La détermination de cet échantillon fictif est faite à l'aide du code THERMOS dans la configuration de la supercellule cylindrisée : les sources de ralentissement à 2,5 eV sont uniformes dans le modérateur de la supercellule et normalisées à 1. Le calcul est fait avec condition de réflexion à la frontière de la supercellule.

Cette détermination étant faite, la comparaison des calculs relatifs aux deux supercellules permet de faire les constatations suivantes :

a) Au delà de la première couronne de combustible, les spectres de la densité et du flux en fonction de l'énergie sont pratiquement identiques ; donc a fortiori à la limite de la supercellule. Ceci met en évidence, dans les conditions réelles de l'expérience, la longueur d'oubli du spectre : à une distance de l'ordre de 20 cm le spectre de neutrons a oublié la nature de la perturbation.

b) Entre la supercellule et le reste du réacteur, les échanges neutroniques sont les mêmes dans les deux cas puisque :

- les sources sont les mêmes partout
- à une distance inférieure au rayon de la supercellule il ne reste que la partie fondamentale du flux perturbé, qui est la même dans les deux cas.

Le raccordement entre le flux dans la supercellule et le flux à l'extérieur est réalisé par l'égalité des flux à la frontière de la supercellule.

Un calcul exact demanderait d'introduire un courant à la frontière de la supercellule : celle-ci étant à deux cellules du centre et les perturbations étudiées étant faibles, nous avons admis la validité d'un calcul avec condition de réflexion à la frontière de la supercellule.

c) De toute façon, qu'il y ait un courant nul ou non à la frontière de la supercellule, le bilan à l'intérieur de celle-ci impose, étant donnée l'égalité des sources et des fuites :
Absorption dans la supercellule avec U-Pu = Absorption dans la supercellule avec UNat + Bore.

Remarque : La mise en évidence de ces phénomènes a été faite sur les échantillons U-Pu mesurés. La figure 5 illustre la comparaison entre échantillon U-Pu et échantillon UNat + Bore pour l'échantillon 22-30-20 (uranium appauvri à 0,22 % de ^{235}U , 0,3 % de plutonium à 20 % de ^{240}Pu).

On a tracé en fonction du rayon :

$\frac{\bar{n}_P - \bar{n}_E}{\bar{n}_E}$: différence normalisée des valeurs moyennes des densités neutroniques entre 0 et 2,5 eV :

$$n = \int_0^{v_1} n(v) dv$$

v_1 : vitesse correspondant à l'énergie
 $E = 2,5 \text{ eV}$

P : indice relatif à l'échantillon U-Pu

E : indice relatif à l'échantillon UNat + Bore

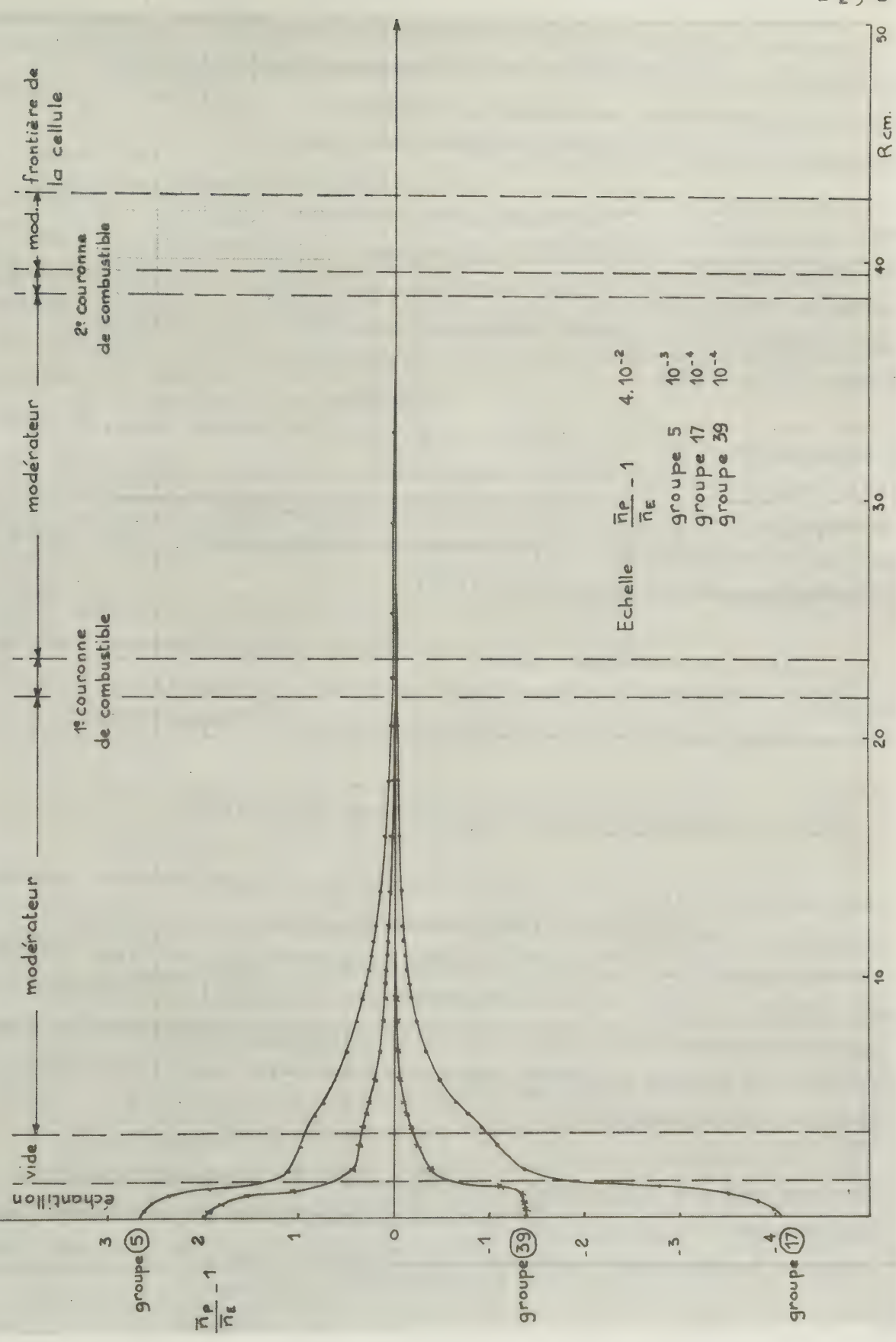
$\frac{n_P^i - n_E^i}{n_E^i}$: même quantité dans différents groupes d'énergie caractéristiques :

groupe 5 : énergie moyenne du groupe à 0,025 eV

" 17 : à 0,3 eV (pic de la résonance de ^{239}Pu)

" 39 : à 1 eV (pic de la résonance de ^{240}Pu)

Figure 5 Echantillon et son équivalent au centre de la supercellule



Ces courbes montrent que pour toutes les énergies, la différence des densités neutroniques est pratiquement nulle dès que l'on dépasse la première couronne de combustible ; ceci est également vrai pour la différence des valeurs moyennes.

Donc, à la limite de la supercellule (rayon : 40 cm), les densités neutroniques $n(v)$ sont identiques : ceci justifie a posteriori la normalisation des flux à la frontière de la supercellule par l'égalité des valeurs moyennes des flux et la légitimité de la comparaison faite.

Nous mettons ainsi en évidence que, dans le réseau réel, à une distance du barreau central de l'ordre de 20 cm, le spectre neutronique a oublié la loi d'absorption du barreau central : la partie transitoire de la perturbation s'étend à peu près jusqu'à la première couronne de combustible.

Il y a donc un excellent accord entre la mise en évidence de la longueur d'oubli du spectre dans un réacteur homogène (chapitre I) et les résultats que nous trouvons ici par le code THERMOS.

II-3-2 - Définition de l'échantillon équivalent

Dans la réalité, on doit tenir compte de la perturbation des sources. En ce qui concerne les sources de fission localisées à l'échantillon U-Pu, on peut déterminer un échantillon UNat + U5 + Bore qui assure l'égalité de ces sources et l'égalité des absorptions dans la supercellule. Ceci ne garantit pas la conservation des sources de ralentissement dans toute la supercellule que nous avons admise en II-3-1.

Ceci est dû au fait, qu'à l'intérieur de la supercellule il y a des différences de flux entre les deux échantillons qui créent des sources de fission légèrement différentes sur les barreaux voisins.

Donc l'échantillon UNat + U5 + Bore équivalent à un échantillon U-Pu doit avoir une teneur en ^{235}U telle qu'il y ait égalité des sources de ralentissement dans chacune des supercellules.

Cette définition et celle de l'égalité des sources de fission dans les échantillons sont pratiquement équivalentes étant donnée la très faible différence de flux sur les barreaux voisins entre les deux situations. Les propriétés de ralentissement étant les mêmes dans chaque cellule, l'égalité des sources de ralentissement est une condition équivalente à l'égalité des productions de neutrons pour les deux supercellules. On aboutit donc à la définition suivante de l'échantillon équivalent :

Considérons une supercellule A entourant l'échantillon perturbateur et englobant la zone d'oubli du spectre. L'échantillon UNat + U5 + Bore équivalent à un échantillon U-Pu est tel que :

$$(11) \left\{ \begin{array}{ll} \int_A^E \Sigma_a \phi = \int_A^P \Sigma_a \phi & \text{Egalité des taux d'absorption} \\ \int_A^E \nu \Sigma_f \phi = \int_A^P \nu \Sigma_f \phi & \text{Egalité des taux de production} \end{array} \right.$$

P : échantillon U-Pu

E : échantillon équivalent

Remarque : a) l'égalité des taux de réaction dans la zone A entraîne évidemment l'égalité des taux de réaction sur tout le réacteur puisque à l'extérieur de A les opérateurs sont les mêmes et les flux sont égaux.

b) le système (11) définit de façon unique l'échantillon équivalent ; en effet on dispose pour sa composition de deux degrés de liberté (teneur en ^{235}U et teneur en Bore) et ils sont fixés par les deux relations de (11) qui sont indépendantes puisque les opérateurs d'absorption et de production ne sont pas égaux.

- DEUXIEME PARTIE -

LA METHODE DE L'ECHANTILLON EQUIVALENT

APPLIQUEE AUX EXPERIENCES D'OSCILLATIONS

La notion d'échantillon équivalent peut être appliquée avec fruit à toutes les mesures de perturbations liées au remplacement d'une petite partie du milieu multiplicateur d'un assemblage critique. Elle est particulièrement utile pour l'interprétation des expériences d'oscillations où l'échantillon équivalent apparaît comme un intermédiaire entre l'échantillon UNat de référence et l'échantillon U-Pu mesuré ; d'autre part la mesure d'échantillons à teneurs variables en ^{235}U et en Bore permet la détermination de l'échantillon équivalent qui acquiert ainsi un caractère réel et n'est plus seulement un intermédiaire de calcul.

CHAPITRE I - DETERMINATION DE L'ECHANTILLON EQUIVALENT A PARTIR DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

I-1 - Les résultats expérimentaux

Les expériences d'oscillations fournissent un ou deux résultats de mesure :

- 1 Le signal global, variation de la position du pilote automatique entre l'état non perturbé (échantillon UNat au centre du réacteur) et l'état perturbé (échantillon U-Pu).
- 2 Le signal local, variation du signal d'une chambre à fission ou à bore placée au voisinage du canal central, entre état non perturbé et état perturbé.

On mesure pour chaque échantillon soit le signal global seul, soit signal global et signal local.

De plus on effectue un double étalonnage du réacteur avec des échantillons d'uranium enrichi ou appauvri en ^{235}U et des échantillons d'alliages homogènes d'uranium naturel et de Bore.

Les points de mesure correspondant aux divers échantillons U-Pu mesurés se placent sur un diagramme ayant pour axes de coordonnées le signal global et le signal local et sur lequel figurent les "axes" ^{235}U et Bore, résultats du double étalonnage.

On effectue pour les signaux mesurés de chaque échantillon une correction de masse de façon à comparer entre eux des échantillons de même géométrie et de même teneur en uranium 238 [3].

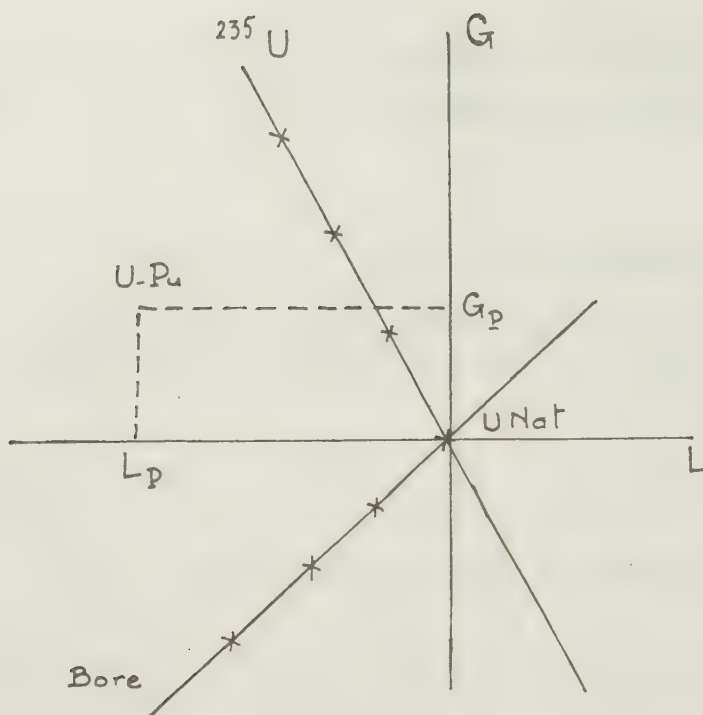


Figure 6

L'échantillon équivalent que nous avons défini va apparaître comme un intermédiaire non mesuré entre l'échantillon U-Pu et le double étalonnage en ^{235}U et en Bore.

I-2 - Résultats expérimentaux fictifs et propriétés neutroniques de l'échantillon équivalent

Comparons les résultats expérimentaux obtenus pour un échantillon U-Pu et ceux que l'on aurait obtenus avec son équivalent E défini par (11) :

- 1 U-Pu et E ont même signal global puisque dans les deux cas la criticité est obtenue avec la même position du pilote automatique.

- 2 Les taux d'absorption et de production de neutrons sont respectivement égaux pour U-Pu et E à l'intérieur de la zone A.
- 3 Les signaux locaux sont différents puisque le détecteur local est très proche du canal central, donc situé à l'intérieur de A, où les flux sont différents.

La détermination de la zone A ainsi qu'un calcul détaillé en espace et énergie de cette zone nous permet alors :

- a) de déterminer le signal local de l'échantillon E connaissant celui de l'échantillon U-Pu,
- b) de relier entre eux les taux d'absorption et de production de neutrons des échantillons E et U-Pu.

En effet l'égalité des taux de réaction dans la zone A (définition de E) entraîne leur égalité dans les échantillons, moyennant une correction calculée très faible.

Connaissant le signal global et le signal local de l'échantillon équivalent, il nous reste à déterminer sa composition en ^{235}U et en Bore pour pouvoir calculer ses taux de réaction, donc ceux de l'échantillon U-Pu. Cette détermination est faite à partir du double étalonnage : moyennant une correction portant sur cet étalonnage et sur les signaux de l'échantillon équivalent, appelée correction de courbure, qui tient compte de la non linéarité des signaux mesurés en fonction des perturbations de sections efficaces, on détermine les teneurs δN_5 et δN_B de l'échantillon équivalent par un simple changement d'axes entre le système global - local et le système U5 - Bore.

La figure ci-dessous illustre le passage des signaux mesurés d'un échantillon U-Pu à ceux de son équivalent, et la détermination des quantités δN_5 et δN_B caractéristiques de celui-ci :

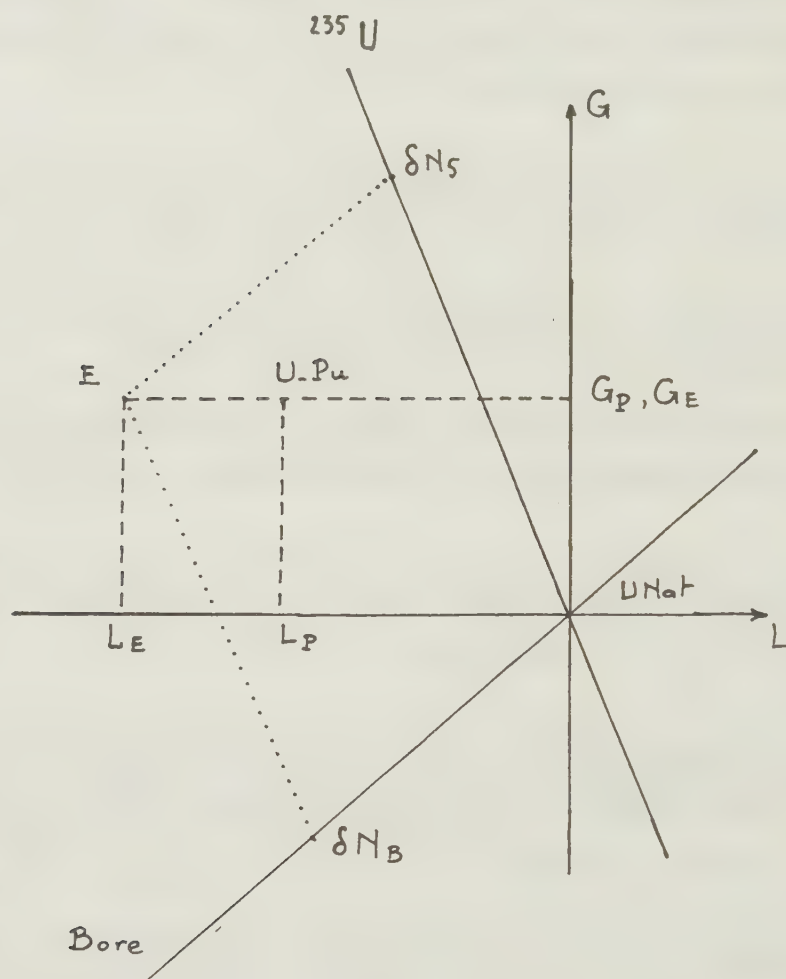


Figure 7

I-3 - Effet des neutrons retardés

La correspondance que nous venons de définir entre les signaux de l'échantillon U-Pu et ceux de l'échantillon équivalent est valable dans un système statique : par exemple si l'on compare le réacteur avec échantillon U-Pu au centre au même réacteur avec son échantillon équivalent, dans des conditions critiques et en régime permanent.

En réalité la comparaison entre échantillons est faite sur des signaux obtenus lorsqu'on oscille l'échantillon à mesurer dans le canal central du réacteur : il y a donc intervention des neutrons retardés.

Les abondances relatives de ceux-ci ne sont pas les mêmes pour le plutonium 239 et l'uranium 235 : l'échantillon équivalent étant défini par l'égalité des taux de réaction pour chaque position de l'échantillon, il résulte de cette différence une différence entre le signal global de l'échantillon U-Pu et celui de son équivalent statique et de la même façon pour le signal local par rapport au signal local de l'échantillon équivalent défini au paragraphe précédent.

Connaissant les différences d'abondances relatives dans chaque groupe de neutrons retardés, on calcule l'effet qui en résulte sur les composantes des signaux correspondant à la production de neutrons : ce calcul prend en compte la forme du flux et l'importance des neutrons émis vis-à-vis du global et du local, ainsi que la loi de démodulation des signaux mesurés. Il s'agit donc d'un effet correctif qui est lié d'assez près aux conditions expérimentales, en particulier à la période du mouvement d'oscillation.

Nous exposons en Annexe III le calcul de l'effet des neutrons retardés pour les expériences dont les résultats sont donnés et discutés en troisième partie.

Retenons que cet effet est calculé en régime permanent d'oscillations, qu'il permet de passer des signaux de l'échantillon équivalent en statique (définis en I-2) à ceux de la situation réelle, et que c'est un effet faible.

CHAPITRE II - LE SIGNAL LOCAL DE L'ECHANTILLON EQUIVALENT

On mesure le signal local d'un échantillon U-Pu et on veut connaître celui de son échantillon équivalent.

Lorsqu'on a choisi un certain modèle de calcul pour représenter la zone A et calculer les propriétés de l'échantillon équivalent, il est assez facile de calculer une différence de taux de réaction au niveau du détecteur local entre l'échantillon U-Pu et son équivalent.

Le problème qui se pose est alors le suivant :

- Comment peut-on passer d'une différence de taux de réaction dans une situation calculée à une différence de signaux locaux dans une situation expérimentale.

- Quelle est la validité de la représentation des phénomènes physiques réels par tel ou tel modèle de calcul, le passage du calcul à l'expérience sur la quantité représentant la différence des signaux locaux imposant une représentation la plus exacte possible par le calcul de ce qui se passe dans l'expérience.

Le calcul de la zone A a été fait à l'aide du code THERMOS : c'est avec cette même méthode que nous calculons la quantité $L_P - L_E$, différence des taux de réaction du détecteur local en présence de l'échantillon U-Pu ou de son équivalent.

Le résultat de la mesure est la différence du taux d'absorption du détecteur local entre le cas échantillon UNat et le cas échantillon U-Pu (ou, fictivement, équivalent). Le signal local a une composante ΔL_F due à la différence de production de neutrons entre ces échantillons, et une composante ΔL_A due à la différence d'absorption. Si on compare les échantillons U-Pu et E, les composantes ΔL_F sont les mêmes : en effet les productions de neutrons

sont pratiquement égales pour chaque échantillon et elles sont égales dans la zone A ainsi que tous les phénomènes liés au ralentissement. Par contre les composantes ΔL_A sont différentes puisque les lois d'absorption de U-Pu et de E sont différentes et que le détecteur local est placé à l'intérieur de la zone d'oubli du spectre (s'il était à l'extérieur, il n'y aurait aucun problème puisque la valeur de $L_P - L_E$, serait nulle).

Nous devons donc calculer la quantité $\Delta L_A^P - \Delta L_A^E$, déterminer si ce calcul est compatible avec les conditions expérimentales et ensuite calculer la quantité $L_P - L_E$ en unités expérimentales à partir de $\Delta L_A^P - \Delta L_A^E$ calculé par THERMOS.

II-1 - Conditions expérimentales compatibles avec le calcul THERMOS

Ce problème est étudié de façon détaillée en Annexe I.

L'échantillon équivalent à un échantillon U-Pu est déterminé à l'aide du code THERMOS par un calcul en géométrie cylindrique, la zone A ayant alors une hauteur infinie.

La quantité $\Delta L_A^P - \Delta L_A^E$ calculée par THERMOS est alors la différence des taux de réaction du détecteur local entre échantillons U-Pu et équivalent de longueur infinie.

On montre que cette quantité calculée a bien la même signification physique que la différence des signaux locaux des deux échantillons à condition que le mouvement de l'échantillon dans le canal soit un mouvement uniforme. La réalisation expérimentale d'un tel mouvement nous place dans des conditions compatibles avec le calcul de $\Delta L_A^P - \Delta L_A^E$ par THERMOS et permet la détermination du signal local de l'échantillon équivalent à partir de celui de l'échantillon U-Pu.

II-2 - Etalonnage du calcul du signal local

Il s'agit de traduire en unités expérimentales une variation calculée du taux de réaction du détecteur local. Pour cela nous utilisons les mesures du signal local des échantillons UNat + Bore servant à l'étalonnage du réacteur. Ici encore il s'agit de tenir compte du formalisme de THERMOS pour définir une équivalence correcte entre un calcul et une situation physique. Soit ΔL_B le signal local d'un échantillon UNat + Bore ; pour calculer ΔL_B on étend les dimensions de la supercellule (zone A) en lui adjoignant une zone périphérique homogène de rayon suffisamment grand pour que les densités neutroniques à la frontière de cette zone soient pratiquement égales dans le cas de l'échantillon UNat ou UNat + Bore placé au centre :

ΔL_B^C est alors la différence entre les taux de réaction du détecteur local entre l'une et l'autre de ces situations.

Si le cas UNat est pris comme référence, les flux non perturbé ϕ et perturbé $\phi + \delta\phi$ sont solutions des équations :

$$(12) \quad \vec{\Omega} \cdot \text{grad} \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) + \Sigma_a(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) + \Sigma_s(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) - \int \phi(\vec{r}, E', \vec{\Omega}') \Sigma_s(\vec{r}, E', \vec{\Omega} \rightarrow E, \vec{\Omega}) dE' d\Omega' = f(E) \int \phi(\vec{r}, E', \vec{\Omega}') v \Sigma_f(\vec{r}, E') dE' d\Omega'$$

$$(13) \quad \vec{\Omega} \cdot \text{grad}(\phi + \delta\phi) + (\Sigma_a + \delta\Sigma_a)(\phi + \delta\phi) + \Sigma_s(\phi + \delta\phi) - \int (\phi + \delta\phi) \Sigma_s dE' d\Omega' = f(E) \int (\phi + \delta\phi) v \Sigma_f dE' d\Omega'$$

En fait le calcul THERMOS prend des sources de ralentissement à 2,5 eV constantes et résout les équations (12) et (13) entre 0 et 2,5 eV, avec une source S_0 , identique dans les deux cas, au second membre.

La situation physique qui correspond à ce calcul n'est donc pas le cas d'une perturbation d'absorption $\delta\Sigma_a$ seule, mais d'une perturbation $\delta\Sigma_a$ plus une perturbation de source telle que les densités de ralentissement soient les mêmes entre les cas perturbé et non perturbé.

Ceci est obtenu par un échantillon d'absorption $\Sigma_a + \delta\Sigma_a$ auquel on ajouterait une perturbation de production de neutrons $\delta(\nu\Sigma_f)$ telle que :

$$(14) \quad \int (\phi + \delta\phi) (\nu\Sigma_f + \delta\nu\Sigma_f) dE' d\Omega' = \int \nu\Sigma_f dE' d\Omega'$$

On connaît la variation de la densité neutronique dans chaque échantillon UNat + Bore calculé. Cette variation est traduite à partir de (14) en variation de la section macroscopique de production de neutrons et il correspond alors à chaque ΔL_B^C calculé par THERMOS une quantité ΔL_B^E expérimentale, signal local de l'échantillon "UNat + Bore + variation de la section macroscopique de production de neutrons" ; la valeur expérimentale de ce dernier terme étant déterminée à partir de l'axe U enrichi, auquel on retranche sa composante d'absorption.

Le "coefficient d'étalonnage" est le rapport $\frac{\Delta L_B^E}{\Delta L_B^C}$

et le signal local de l'échantillon équivalent se déduit de celui de l'échantillon U-Pu par :

$$\Delta L_E = \Delta L_P + (L_P - L_E) \cdot \frac{\Delta L_B^E}{\Delta L_B^C}$$

II-3 - Une étude particulière des problèmes axiaux

L'application de la méthode de l'échantillon équivalent aux expériences d'oscillations dans CESAR et MARIUS nous a amené à préciser certains points de cette interprétation. En particulier, une meilleure prise en compte des phénomènes axiaux a été étudiée.

L'utilisation de l'option (r, Z) du code WIMS [10] permet de traiter le cas plus réaliste d'un échantillon U-Pu entouré radialement et axialement de combustibles UNat. D'autre part WIMS traite l'ensemble du problème en énergie et l'échantillon équivalent est alors réellement défini par des conditions d'égalité des productions et des absorptions sur la zone A.

Les principes de la méthode de l'échantillon équivalent restent inchangés, mais sa mise en oeuvre par un nouvel outil a été l'occasion d'une étude très complète exposée par Y. Bouédo dans [11].

Nous en donnons ici les résultats essentiels :

- 1 Dans les cas que nous avons étudiés, l'effet de l'environnement axial sur le spectre dans le barreau U-Pu est négligeable.
- 2 En ce qui concerne le calcul de $L_p - L_E$, un calcul en "échantillon infini" du type THERMOS est bien équivalent à une intégration consécutive à un mouvement uniforme.
- 3 Il existe par contre une différence importante entre les corrections de local lorsque le mouvement n'est pas uniforme : on a calculé cette correction dans le cas d'un mouvement sinusoïdal.

CHAPITRE III - ETALONNAGE DU REACTEUR EN URANIUM 235 ET EN BORE

CORRECTION DE COURBURE

Nous connaissons maintenant la position de l'échantillon équivalent, c'est-à-dire d'un échantillon UNat $\pm$ U5 + Bore dans le diagramme Global-Local : peut-on déduire sa composition de la connaissance des différents points de mesure correspondant aux échantillons UNat $\pm$ U5 et UNat + Bore ?

Si les signaux G et L étaient linéaires en fonction des quantités $\delta N5$ et δNB ajoutées à l'UNat, ce problème se ramènerait à un changement d'axes dans le plan G, L. En fait le domaine que nous étudions, bien que très proche de l'UNat, est déjà sensible à la perturbation des flux dans les échantillons due à la variation de leur composition et les phénomènes ne sont pas linéaires.

Nous avons utilisé une méthode de perturbation pour déterminer une correction appelée "correction de courbure", qui permet d'extraire des signaux mesurés leur composante linéaire en fonction des teneurs. Cette correction est calculée à partir des mesures relatives aux échantillons d'étalonnage et appliquée à chaque échantillon équivalent.

Cette étude est développée en Annexe II, où nous présentons également une méthode d'étude de ce problème basée sur la théorie hétérogène.

Nous indiquons ici les grandes lignes de la méthode de calcul en théorie de perturbation ainsi que les résultats relatifs à la correction de courbure.

III-1 - Calcul des perturbations

A partir du formalisme utilisé en première partie pour les équations donnant le flux direct et le flux adjoint dans les cas perturbé et non perturbé, on établit des relations entre les conditions critiques correspondant à des perturbations dues à une variation de la teneur en Bore ou en Uranium 235.

En théorie de perturbation au premier ordre, on suppose que le flux perturbé est égal au flux non perturbé et, les opérateurs de perturbation étant linéaires en fonction des teneurs, il y a additivité des conditions critiques, donc des signaux globaux. En ce qui concerne le flux perturbé en tout point du réacteur, donc en particulier à l'emplacement du détecteur local, sa variation par rapport au flux non perturbé dans le cas d'une perturbation d'uranium 235 + Bore est la somme des variations provoquées par les deux perturbations composantes. Il y a donc également additivité des signaux locaux en théorie de perturbation au premier ordre.

Le calcul de perturbation au deuxième ordre est fait en utilisant comme flux perturbé le flux obtenu par le calcul au premier ordre.

Les conditions critiques correspondant à un échantillon boré, à un échantillon enrichi (ou appauvri) et à l'échantillon composé comprennent alors le terme du 1^{er} ordre et un terme correctif fonction de la perturbation du flux calculée au premier ordre. En utilisant les propriétés du pilote automatique, qui crée une perturbation de production de neutrons et au niveau duquel le flux n'est pas perturbé, et des échantillons UNat $\pm$ U5 + Bore dont les lois d'absorption sont en $1/v$, on montre que le terme correctif relatif à l'échantillon UNat $\pm$ U5 + Bore s'écrit très simplement en fonction des termes correctifs relatifs aux échantillons UNat $\pm$ U5 et UNat + Bore : si G_U et G_B sont les signaux globaux des perturbations composantes et G_{U+B} le signal global de la perturbation somme, on obtient les relations suivantes :

$$\begin{aligned} G_U &= G_U^* (1 + \epsilon_U) \\ (15) \quad G_B &= G_B^* (1 + \epsilon_B) \\ G_{U+B} &= G_{U+B}^* (1 + \epsilon_{U+B}) = (G_U^* + G_B^*) (1 + \epsilon_U + \epsilon_B) \end{aligned}$$

où G_U^* , G_B^* , G_{U+B}^* sont les signaux globaux calculés au premier ordre, donc linéaires en fonction des perturbations δN_5 et δN_B .

Le flux perturbé est calculé au deuxième ordre de la même façon, à partir du flux calculé au premier ordre. Si l'on admet que la perturbation du flux au niveau du détecteur local est proportionnelle au flux non perturbé et que, au niveau de ce détecteur, l'influence du pilote est négligeable vis-à-vis de celle de l'échantillon, on trouve des relations analogues à celles obtenues pour le signal global : si ΔL_U et ΔL_B sont les signaux locaux des échantillons $UNat + \delta N_5$ et $UNat + \delta N_B$, et ΔL_{U+B} celui de l'échantillon $UNat + \delta N_5 + \delta N_B$, on obtient les relations suivantes :

$$\begin{aligned}
 \Delta L_U &= \Delta L_U^* (1 + \mu_U) \\
 \Delta L_B &= \Delta L_B^* (1 + \mu_B) \\
 \Delta L_{U+B} &= \Delta L_{U+B}^* (1 + \mu_{U+B}) = (\Delta L_U^* + \Delta L_B^*) (1 + \mu_U + \mu_B)
 \end{aligned}
 \tag{16}$$

où les ΔL^* sont les signaux locaux au premier ordre, linéaires en fonction des perturbations δN_5 et δN_B .

III-2 - La correction de courbure

La correction de courbure appliquée à un signal mesuré a pour but d'en extraire sa composante linéaire en fonction de δN_5 et δN_B . On assimile alors le signal mesuré au signal calculé au deuxième ordre et la correction de courbure revient à déterminer le signal au premier ordre connaissant sa valeur au deuxième ordre.

D'après l'étude précédente, les signaux linéaires sont :

$$\left. \begin{aligned}
 G_U^* &= G_U \cdot \frac{1}{1 + \epsilon_B} & \Delta L_U^* &= \Delta L_U \cdot \frac{1}{1 + \mu_U} \\
 G_B^* &= G_B \cdot \frac{1}{1 + \epsilon_B} & \Delta L_B^* &= \Delta L_B \cdot \frac{1}{1 + \mu_B} \\
 G_{U+B}^* &= G_{U+B} \cdot \frac{1}{1 + \epsilon_U + \epsilon_B} & \Delta L_{U+B}^* &= \Delta L_{U+B} \cdot \frac{1}{1 + \mu_U + \mu_B} \\
 G_{U+B}^* &= G_U^* + G_B^* & \Delta L_{U+B}^* &= \Delta L_U^* + \Delta L_B^*
 \end{aligned} \right\} \tag{17}$$

La détermination de ϵ_U , ϵ_B et μ_U , μ_B est faite à partir des mesures des échantillons UNat $\pm$ U5 et UNat + Bore.

Pour un échantillon de teneur connue :

$$G = G_0 + G_1 \delta N + G_2 \delta N^2$$

$$\Delta L = \Delta L_0 + \Delta L_1 \delta N + \Delta L_2 \delta N^2$$

G_0 et ΔL_0 sont les signaux de l'échantillon UNat

G_1 et ΔL_1 les pentes des signaux linéaires en fonction des teneurs

G_2 et ΔL_2 permettent de calculer la correction de courbure :

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_U &= \frac{G_2^U}{G_1^U} \cdot \delta N_5 & \mu_U &= \frac{\Delta L_2^U}{\Delta L_1^U} \cdot \delta N_5 \\ \epsilon_B &= \frac{G_2^B}{G_1^B} \cdot \delta N_B & \mu_B &= \frac{\Delta L_2^B}{\Delta L_1^B} \cdot \delta N_B \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

La connaissance des termes du 1^{er} ordre permet de tracer les axes U5 et Bore dans le diagramme global-local.

Considérons maintenant un échantillon UNat $\pm$ U5 + Bore, équivalent à un échantillon U-Pu mesuré.

Soient G_{U+B} et ΔL_{U+B} les signaux de cet échantillon : on cherche à déterminer G_{U+B}^* et ΔL_{U+B}^* pour pouvoir obtenir les teneurs δN_5 et δN_B de cet échantillon par changement d'axes de coordonnées dans le diagramme global-local.

On a donc besoin de connaître les valeurs de ϵ_U , ϵ_B , μ_U , μ_B pour cet échantillon.

Pour calculer ces quantités à partir des relations (18), on procède par itération : on détermine δN_5 et δN_B par projection sur les axes U5 et Bore des signaux non corrigés de courbure G_{U+B} et ΔL_{U+B} , avec ces valeurs on calcule les coefficients de courbure, puis G_{U+B}^* et ΔL_{U+B}^* , enfin les teneurs δN_5 et δN_B exactes de l'échantillon équivalent.

Remarque : Ceci est valable pour les expériences avec mesure du signal global et du signal local. Dans le cas où on mesure le signal global seul, la correction de courbure est faite avec des teneurs δN_5 et δN_B calculées.

CHAPITRE IV - INTERPRETATION DES RESULTATS

Nous avons parcouru les différentes étapes de la méthode d'interprétation : détermination du signal local de l'échantillon équivalent, correction de courbure sur les échantillons d'étalonnage et les échantillons équivalents, détermination des teneurs δN_5 et δN_B caractéristiques de l'échantillon équivalent associé à chaque échantillon U-Pu mesuré. Nous allons maintenant voir comment, connaissant δN_5 et δN_B , on en déduit les propriétés neutroniques, taux de réaction et sections efficaces effectives, du plutonium. Nous utiliserons pour cela les relations d'égalité des taux de réaction d'absorption et de production de neutrons dans la zone A.

IV-1 - L'égalité des taux de réaction

Le calcul de la zone perturbée A dans le cas de l'échantillon équivalent est basé sur l'égalité des taux de réaction d'absorption et de production de neutrons, sur toute cette zone, à ceux obtenus dans le cas de l'échantillon U-Pu. A partir de cette égalité, on peut calculer les rapports de ces mêmes taux de réaction dans les échantillons :

$\alpha = \frac{A_E}{A_P}$, rapport des taux d'absorption dans les deux échantillons

$\beta = \frac{F_E}{F_P}$, rapport des taux de production

α est calculé en fait dans le domaine de la thermalisation (entre 0 et 2,5 eV) : que se passe-t-il dans le domaine épithermique ?

Les nombres de neutrons produits par fission thermique dans les échantillons U-Pu et E diffèrent du facteur β (qui varie entre 1 et 1,002 pour les échantillons étudiés). D'autre part, ces nombres sont strictement égaux pour la zone A (d'après la définition de E), c'est-à-dire pour l'échantillon et les cellules adjacentes. Les flux épithermiques sont donc identiques dans les deux cas et puisque tous les combustibles de la zone centrale ont même géométrie et même quantité de ^{238}U , les absorptions résonnantes dans cet isotope sont égales pour les deux échantillons. On est alors amené à comparer les taux de réaction dans le domaine de la thermalisation, en y incluant toutefois les intégrales de résonance des isotopes autres que ^{238}U . L'égalité des taux de réaction dans A devient alors :

$$(19) \left\{ \begin{aligned} & \alpha \cdot \iint_P \left[N_8 \sigma_{a8}^0 \frac{v_0}{v} + N_5 \sigma_{a5}(v) + \Sigma_{aP}(v) \right] v n(\vec{r}, v) dv d^3\vec{r} \\ & = \iint_E \left[N_8 \sigma_{a8}^0 \frac{v_0}{v} + (N_5^0 + \delta N_5) \sigma_{a5}(v) + \delta N_B \sigma_{aB}^0 \frac{v_0}{v} \right] v n(\vec{r}, v) dv d^3\vec{r} \\ & \beta \cdot \iint_P \left[N_5^0 \nu_5 \sigma_{f5}(v) + v \Sigma_{fP}(v) \right] v n(\vec{r}, v) dv d^3\vec{r} \\ & = \iint_E \left[(N_5^0 + \delta N_5) \nu_5 \sigma_{f5}(v) \right] v n(\vec{r}, v) dv d^3\vec{r} \end{aligned} \right.$$

où $\iint$: intégration en espace et énergie dans le volume de l'échantillon

N_8 : nombre de noyaux de ^{238}U par cm^3 dans chaque échantillon

σ_{a8}^0 : section efficace à 2200 m/s de ^{238}U (les résonances sont prises en compte dans le domaine épithermique)

N_5^0 : nombre de noyaux de ^{235}U par cm^3 dans l'échantillon UNat

N_5 : nombre de noyaux de ^{235}U par cm^3 dans l'échantillon U-Pu

δN_5 , δN_B : teneurs en ^{235}U et en Bore en supplément de l'UNat pour l'échantillon équivalent (nombre de noyaux par cm^3)

La section du Bore est en $1/v$ et σ_B^0 est sa valeur à 2200 m/s

Σ_{aP} et $v\Sigma_{fP}$: sections efficaces macroscopiques du plutonium

$$\Sigma_{aP} = \sum_i N_P^i \sigma_{aP}^i \quad i : \text{différents isotopes}$$

$$v\Sigma_{fP} = \sum_i N_P^i (v\sigma_f)_P^i$$

Ecrivons (19) en utilisant le formalisme des sections efficaces effectives :

$$\iiint_{\text{échantillon}} v\sigma(v)n(\vec{r},v) dv d^3\vec{r} = V \hat{\sigma} \bar{n} v_0$$

V : volume de l'échantillon

$$\bar{n} : \iiint_{\text{échantillon}} n(\vec{r},v) dv d^3\vec{r}$$

soit :

$$(20) \left\{ \begin{array}{l} [N_8 \sigma_{a8}^0 + N_5 \hat{\sigma}_{a5}^P + \hat{\Sigma}_{aP}] \cdot \bar{n}_P \cdot \alpha = [N_8 \sigma_{a8}^0 + (N_5^0 + \delta N_5) \hat{\sigma}_{a5}^E + \delta N_B \sigma_{aB}^0] \cdot \bar{n}_E \\ [N_5 v_5 \hat{\sigma}_{f5}^P + v \hat{\Sigma}_{fP}] \cdot \bar{n}_P \cdot \beta = [(N_5^0 + \delta N_5) v_5 \hat{\sigma}_{f5}^E] \cdot \bar{n}_E \end{array} \right.$$

$\hat{\sigma}_5^P$ et $\hat{\sigma}_5^E$ sont respectivement les sections efficaces effectives de ^{235}U dans l'échantillon UPu et l'échantillon E.

Nous allons voir maintenant comment le système (20) est exploité selon la mesure que l'on a effectuée.

IV-2 - Expériences avec mesure du signal global et du signal local

IV-2-1 - Sections efficaces effectives et η du plutonium

A partir de (20) :

(21)

$$\hat{\Sigma}_{aP} = \frac{1}{(\bar{n}_P/\bar{n}_E)^\alpha} \left[\hat{\sigma}_{a5}^E (N_5^0 + \delta N_5 - N_5 \frac{\hat{\sigma}_{a5}^P}{\hat{\sigma}_{a5}^E} \frac{\bar{n}_P}{\bar{n}_E} \alpha) + \sigma_{aB}^0 \delta N_B - N_8 \sigma_{a8}^0 (\frac{\bar{n}_P}{\bar{n}_E} \alpha - 1) \right]$$

$$\nu \hat{\Sigma}_{fP} = \frac{1}{(\bar{n}_P/\bar{n}_E)^\beta} \nu \hat{\sigma}_{f5}^E (N_5^0 + \delta N_5 - N_5 \frac{\hat{\sigma}_{f5}^P}{\hat{\sigma}_{f5}^E} \frac{\bar{n}_P}{\bar{n}_E} \beta)$$

$$\frac{\eta_5}{\eta_P} = \frac{\beta}{\alpha} \frac{(N_5^0 + \delta N_5 - N_5 \frac{\hat{\sigma}_{a5}^P}{\hat{\sigma}_{a5}^E} \frac{\bar{n}_P}{\bar{n}_E} \alpha) + \frac{\sigma_{aB}^0}{\hat{\sigma}_{a5}^E} \delta N_B - \frac{\sigma_{a8}^0}{\hat{\sigma}_{a5}^E} (\frac{\bar{n}_P}{\bar{n}_E} \alpha - 1) N_8}{N_5^0 + \delta N_5 - N_5 \frac{\hat{\sigma}_{f5}^P}{\hat{\sigma}_{f5}^E} \frac{\bar{n}_P}{\bar{n}_E} \beta} \left(\frac{\eta_5}{\eta_E} \right)$$

où :

$$\eta_5^E = \frac{\nu \hat{\sigma}_{f5}^E}{\hat{\sigma}_{a5}^E}$$

$$\eta_5 = \frac{\nu \hat{\sigma}_{f5}^P}{\hat{\sigma}_{a5}^P}$$

$$\eta_P = \frac{\nu \hat{\Sigma}_{fP}}{\hat{\Sigma}_{aP}}$$

On voit que la connaissance de la composition exacte du combustible en plutonium est nécessaire pour déduire les sections efficaces effectives macroscopiques des quantités mesurées ou, si l'on veut, pour comparer calcul et expérience sur les sections efficaces effectives. Par contre seule la composition isotopique du plutonium intervient explicitement dans le calcul de η_P et l'incertitude sur la mesure de la teneur totale en plutonium n'intervient pas dans la comparaison entre calcul et expérience portant sur $\frac{\eta_P}{\eta_5}$.

IV-2-2 - η du combustible U-Pu

A partir des équations (20), on peut obtenir le rapport $\frac{\eta'}{\eta}$, où η' est relatif au combustible U-Pu et η à l'uranium naturel.

$$\frac{\eta'}{\eta} = \frac{\alpha}{\beta} \frac{(1 + \frac{\delta N_5}{N_5^0}) \frac{\hat{\sigma}_{f5}^E}{\hat{\sigma}_{f5}} (N_5^0 \hat{\sigma}_{a5} + N_8 \sigma_{a8}^0)}{(N_5^0 + \delta N_5) \hat{\sigma}_{a5}^E + N_B \sigma_{aB}^0 + \delta N_B \sigma_{aB}^0} \quad (22)$$

où $\hat{\sigma}_{f5}$ et $\hat{\sigma}_{a5}$ sont relatifs à l'échantillon UNat

On voit que $\frac{\eta'}{\eta}$ ne dépend pas de $\frac{\bar{n}_P}{\bar{n}_E}$. En revanche la comparaison entre calcul et expérience sur ce rapport fait intervenir la teneur en plutonium du combustible.

IV-3 - Expériences avec mesure du signal global seul

On connaît le signal global de chaque échantillon, donc de son échantillon équivalent, donc sa valeur corrigée de courbure : G et les pentes g_5 et g_B des axes U5 et Bore obtenus après correction de courbure des mesures d'étalonnage.

Si δN_5 et δN_B sont les teneurs de l'échantillon équivalent :

$$G = g_5 \delta N_5 + g_B \delta N_B \quad (23)$$

δN_5 et δN_B vérifient le système (20) : on peut soit écrire la condition de compatibilité des trois équations (23) et (20), soit tirer δN_5 et δN_B de (20) et les reporter dans (23).

On obtient alors la relation suivante entre le η du plutonium de l'échantillon et sa section efficace effective d'absorption :

$$\frac{\eta_P}{\eta_5} = \frac{\eta_5^E}{\eta_P} \cdot \frac{\alpha}{\beta} \left[A \frac{\hat{\sigma}_{a5}^E}{\hat{\sigma}_{aP}} + B \right] \quad (24)$$

$$A = \frac{1}{N_P \cdot \frac{\bar{n}_P}{\bar{n}_E} \cdot \alpha (g_5 - g_B \frac{\hat{\sigma}_{a5}^E}{\hat{\sigma}_{aB}^O})} \left\{ G + g_5 \left[N_5^O - N_5 \frac{\hat{\sigma}_{f5}^P}{\hat{\sigma}_{f5}^E} \frac{\bar{n}_P}{\bar{n}_E} \beta \right] \right. \\ \left. - \frac{g_B}{\hat{\sigma}_{aB}^O} \left[\hat{\sigma}_{a5}^E N_5 \left(\frac{\hat{\sigma}_{a5}^P}{\hat{\sigma}_{a5}^E} \alpha - \frac{\hat{\sigma}_{f5}^P}{\hat{\sigma}_{f5}^E} \beta \right) \right. \right. \\ \left. \left. + N_B \hat{\sigma}_{aB}^O \left(\frac{\bar{n}_P}{\bar{n}_E} \alpha - 1 \right) \right] \right\}$$

$$B = - \frac{g_B \frac{\hat{\sigma}_{a5}^E}{\hat{\sigma}_{aB}^O}}{g_5 - g_B \frac{\hat{\sigma}_{a5}^E}{\hat{\sigma}_{aB}^O}}$$

où N_P est le nombre total de noyaux de plutonium et $\hat{\sigma}_{aP} = \frac{\Sigma_{aP}}{N_P}$

Le terme $\frac{\eta_5^E}{\eta_P} \cdot \frac{\alpha}{\beta}$ est très voisin de 1 ; on aboutit donc à une relation linéaire entre $\frac{\eta_P}{\eta_5}$ et $\frac{\hat{\sigma}_{a5}}{\sigma_{aP}}$, relation dont l'ordonnée à l'origine B ne dépend pratiquement que de l'étalonnage en U_5 et en Bore et dont la pente A dépend du global mesuré, de la pente des axes, des relations calculées entre l'échantillon U-Pu et E et est inversement proportionnelle à la teneur totale en plutonium de l'échantillon.

IV-4 - La méthode des proportions calculées

Afin de comparer des résultats obtenus sur différents échantillons et séparer les effets de chaque isotope, il est commode d'appliquer la méthode dite des "proportions calculées" : ayant un résultat de la forme η_P ou Σ_P , on calcule la contribution de chaque isotope :

$$\frac{\eta_9}{\eta_P} \text{ ou } \frac{\hat{\Sigma}_{a9}}{\hat{\Sigma}_{aP}}, \frac{\hat{\Sigma}_{a40}}{\hat{\Sigma}_{aP}} \text{ etc... ce qui met essentiellement en jeu les}$$

teneurs isotopiques dont on sait qu'elles sont mesurées avec une grande précision. On peut ensuite, en supposant le spectre bien calculé, déduire de ces valeurs "effectives" les valeurs à 2200 m/s qui permettent des comparaisons plus faciles.

- TROISIEME PARTIE -

RESULTATS DES EXPERIENCES D'OSCILLATIONS DE COMBUSTIBLES URANIUM-PLUTONIUM

DANS LES PILES MARIUS ET CESAR

Des mesures par oscillations de combustibles d'alliages métalliques d'uranium et de plutonium ont été réalisées depuis plusieurs années dans les réacteurs MINERVE (modérateur D_2O), MARIUS et CESAR (modérateur graphite). Ces mesures s'inscrivent dans un programme d'ensemble d'étude des propriétés neutroniques du plutonium et des combustibles irradiés dans les réacteurs à neutrons thermiques qui a fait l'objet d'un contrat CEA-Euratom [6]. Les premières campagnes ont permis de mettre au point l'ensemble des techniques de mesure, d'améliorer les méthodes d'interprétation et le couplage entre celles-ci et les conditions expérimentales.

Pour illustrer la méthode d'interprétation que nous avons exposée dans les parties précédentes, nous exposerons les résultats des mesures effectuées en 1967 dans MARIUS et en 1969 dans CESAR. Ces deux campagnes de mesures concernent les mêmes échantillons et des cellules très voisines, la campagne MARIUS 67 porte sur des mesures du signal global seul, celle de CESAR 69 sur des mesures du signal global et du signal local ; elles ont été effectuées toutes deux à 20°. Des mesures ultérieures, effectuées dans CESAR jusqu'à 400°C font l'objet d'une autre étude [11].

Quels sont les principaux caractères de la méthode d'oscillation ainsi utilisée :

- Les mesures par oscillations sont des mesures relatives : on compare des échantillons contenant du plutonium à des échantillons à teneurs variables en ^{235}U et en Bore. La connaissance des

propriétés neutroniques du plutonium n'est donc acquise que si l'on suppose bien connues celle des corps étalons.

- Ces mesures portent sur une cellule unique et un échantillon de longueur finie : elles auront d'autant plus de valeur que le spectre dans cette cellule sera plus voisin du spectre fondamental qui règne dans un réacteur entièrement constitué de cellules identiques, donc que les perturbations liées au réseau environnant ou à la présence du détecteur local seront plus faibles. Cette dernière cause de perturbation a été pratiquement éliminée en utilisant des détecteurs locaux de très petit volume ; quant à l'effet d'environnement, il est également très faible du fait du choix des teneurs en plutonium des échantillons oscillés qui assurent des taux de réaction dans la cellule centrale très voisins de ceux des cellules environnantes. Quant aux effets axiaux, l'oscillation d'un canal entièrement chargé en combustible les rend négligeables.

On voit donc que le caractère "propre" de ces expériences est lié à un grand nombre de précautions qui tendent à minimiser toutes les causes de perturbations.

- Ces mesures peuvent être considérées comme complémentaires des expériences de remplacement progressif effectuées dans CESAR sur le même réseau et sur certains combustibles mesurés par oscillations : les mesures avec signal global seul sont tout à fait comparables aux mesures par remplacement progressif et donnent les mêmes renseignements, celles avec signal global et signal local fournissent un renseignement complémentaire. Si le grand nombre d'échantillons que l'on peut mesurer et la mesure de deux signaux donnent des avantages incontestables à la méthode d'oscillation, il faut bien se rendre compte que l'obtention d'une précision comparable à celle obtenue par remplacement progressif n'a pu être atteinte qu'au prix de très grandes précautions dans les techniques expérimentales, d'une méthode d'interprétation complexe et longue à mettre en oeuvre, et du double étalonnage du réacteur en ^{235}U et en Bore.

CHAPITRE I - ECHANTILLONS ETUDIES ET CONDITIONS EXPERIMENTALES

I-1 - Echantillons étudiés

Les échantillons U-Pu étudiés sont des cylindres de métal de 1,46 cm de rayon et 29,25 cm de longueur. Ils sont de teneurs différentes, la teneur en ^{235}U variant entre celle de l'uranium naturel et 0,22 %, la teneur en plutonium entre 0,05 % et 0,35 %. En fait les échantillons à "support" uranium naturel ou faiblement appauvri (0,65 %) ont donné des résultats très dispersés et très difficiles à interpréter. Nous ne présenterons ici que les résultats relatifs aux échantillons à "support appauvri".

Chaque échantillon est repéré par un code de teneurs de trois indices : enrichissement de l'uranium en 10^{-4} , teneur en plutonium en 10^{-4} et teneur du plutonium en isotope 240 en 10^{-2} (par exemple 22-30-20 indique l'échantillon alliage d'uranium appauvri à 0,22 %, à 0,30 % de plutonium contenant 20 % de ^{240}Pu).

Tableau des échantillons U-Pu :

45-15-8	22-25-3	35-25-35
45-20-8	22-30-3	35-30-35
45-25-3	22-35-3	35-35-35
45-25-20	22-30-8	
	22-35-8	
	22-25-20	
	22-30-20	

Remarque : On a également mesuré la teneur des échantillons en Americium ^{241}Am et tenu compte de la décroissance du ^{241}Pu et de la formation de ^{241}Am .

Les échantillons d'étalonnage comprennent :

- Les échantillons U-Nat à diamètres et longueurs variables nécessaires à la correction de masse.
- Les échantillons d'uranium enrichi ou appauvri (entre 0,62 % et 0,94 %).
- Les échantillons d'UNat boré (entre 20 et 100 ppm de Bore).

Ces échantillons ont même géométrie que les échantillons U-Pu.

I-2 - Réseaux de mesure

Dans MARIUS la zone centrale est constituée d'un réseau de cellules carrées au pas de 224 mm, le diamètre du canal est de 70 mm et les éléments combustibles sont des cylindres de rayon 1,46 cm et de hauteur 29,25 cm. ($V_m/V_u = 71$).

Dans CESAR la zone centrale est constituée d'un réseau de cellules hexagonales de pas 225,16 mm, le diamètre du canal est de 70 mm et les éléments combustibles sont identiques à ceux de MARIUS ($V_m/V_u = 61$).

I-3 - Conditions expérimentales

Les dispositifs expérimentaux et les techniques de mesure sont présentés en détail en [4]. Nous noterons simplement ici des modifications apportées pour les mesures CESAR 69 en ce qui concerne le signal local :

- Pour satisfaire à la condition de compatibilité entre l'expérience et le calcul par THERMOS de la différence de taux de réaction du détecteur local entre l'échantillon U-Pu et son équivalent (voir deuxième partie, chapitre II), le signal de commande de l'oscillateur est un signal triangulaire, ce qui se traduit par un mouvement uniforme de va et vient pour l'échantillon.

- Le détecteur local est constitué de 6 chambres à fission de diamètre 18 mm disposées dans des cavités de 20 mm de diamètre centrées sur un cercle de diamètre 124,3 mm entourant le canal central.

- Le traitement des signaux est assuré par le "velodyne" (solution analogique) : on détermine l'amplitude du fondamental de chacun des signaux mesurés. Cette solution est à comparer à celle où on établit l'intégrale des signaux : en ce qui concerne les mesures avec global seul, elles sont équivalentes ; pour les mesures avec local, la détermination de l'intégrale est théoriquement plus juste (meilleure cohérence avec THERMOS) mais on a constaté que les différences sur les résultats obtenus sont négligeables.

I-4 - Teneurs des échantillons

La mesure des teneurs des échantillons a posé des problèmes difficiles : teneur en Bore des échantillons d'axes, teneurs en plutonium, teneurs isotopiques du plutonium.

On estime que les précisions actuelles sont les suivantes :

$\pm 0,5 \%$	sur les teneurs en plutonium (parts $\frac{N_9}{N_8}$) des échantillons U-Pu.
de $\pm 0,1$ à $\pm 0,5 \%$	sur les teneurs isotopiques du plutonium suivant la valeur du rapport à mesurer.
$\pm 0,1 \%$	sur les teneurs en ^{235}U des étalons et des échantillons U-Pu.
$\pm 1 \%$	sur les teneurs en Bore des étalons UNat + Bore.

Notons également de quelle façon intervient la mesure des teneurs des différents échantillons :

- 1 Les teneurs en Bore et en ^{235}U des axes interviennent directement sur tous les résultats.
- 2 La teneur en plutonium n'intervient pas sur la valeur de η_{P}/η_5 déduite des mesures des deux signaux.
- 3 La teneur isotopique du plutonium intervient dans toutes les comparaisons entre calcul et expérience, et chaque fois que l'on utilise la méthode des proportions calculées.
- 4 La teneur en plutonium intervient sur la valeur de η_{P}/η_5 déduite des mesures du global seul et directement sur les sections efficaces déduites des mesures des deux signaux.

Les teneurs des échantillons sont données en Annexe IV.

CHAPITRE II - DONNEES NUCLEAIRES FONDAMENTALES ET CALCULS DE FLUX

II-1 - Calculs de flux

Les calculs de flux nécessaires à l'interprétation des mesures comportent deux étapes :

1 Calcul du flux dans la cellule contenant l'échantillon U-Pu, en mode fondamental : ces calculs ont été effectués à l'aide du code COREGRAF 2 [12] utilisant le modèle secondaire proposé par Cadilhac pour le calcul du spectre en énergie et la méthode A.B.H. pour le calcul du facteur de désavantage à chaque énergie.

2 Calcul de la zone A entourant l'échantillon, fournissant les corrections d'environnement et permettant de déterminer le signal local de l'échantillon équivalent. Ce calcul est effectué à l'aide du code THERMOS.

Ces deux calculs sont par ailleurs comparés, en ce qui concerne les calculs de cellule, en [7] et [3], d'autre part des calculs plus récents sur l'effet d'environnement confirment parfaitement les résultats THERMOS.

Il est important de noter que les conditions expérimentales, en particulier les teneurs en Pu des échantillons mesurés, sont telles que les effets parasites sont extrêmement faibles.

Les conditions de spectre sont indiquées par les rapports des sections efficaces effectives à la section dans le spectre de Maxwell (M), et à celle dans le spectre du combustible étudié dans son propre réseau (R), et par les corrections dues à l'environnement du réseau de référence et à la présence du détecteur local.

Pour ^{235}U :

$$\left[\frac{\hat{\sigma}_f}{\sigma_{f_o}} \right]_M = 0,975 \quad \left[\frac{\hat{\sigma}_a}{\sigma_{a_o}} \right]_M = 0,979$$

$$\left[\frac{\hat{\sigma}_f}{\sigma_{f_o}} \right]_R \text{ et } \left[\frac{\hat{\sigma}_a}{\sigma_{a_o}} \right]_R \text{ sont de l'ordre de } 0,95$$

La correction d'environnement est de 1 à $2 \cdot 10^{-3}$.

Pour ^{239}Pu :

$$\left[\frac{\hat{\sigma}_f}{\sigma_{f_o}} \right]_M = 1,054 \quad \left[\frac{\hat{\sigma}_a}{\sigma_{a_o}} \right]_M = 1,078$$

$$\left[\frac{\hat{\sigma}_f}{\sigma_{f_o}} \right]_R \text{ est de l'ordre de } 1,2 \text{ pour tous les échantillons}$$

$$\left[\frac{\hat{\sigma}_a}{\sigma_{a_o}} \right]_R \text{ est de l'ordre de } 1,3 \text{ pour tous les échantillons}$$

La correction d'environnement est inférieure à 1 % dans tous les cas.

Pour ^{240}Pu :

$$\left[\frac{\hat{\sigma}_a}{\sigma_{a_o}} \right]_M = 1,028$$

$$\left[\frac{\hat{\sigma}_a}{\sigma_{a_o}} \right]_R \text{ varie entre } 2 \text{ et } 3.$$

La correction d'environnement varie entre 0 et 4 %.

II-2 - Données nucléaires fondamentales

Le choix d'une bibliothèque de sections efficaces en fonction de l'énergie pour ^{235}U et le Bore intervient directement sur tous les résultats.

Pour le plutonium, ce choix intervient à des niveaux différents :

- Au niveau de η_P/η_5 pour les mesures en global seul, puisque $\bar{\Sigma}_{aP}$ est alors déterminé par le calcul.
- Au niveau des proportions calculées pour les mesures avec deux signaux.
- Au niveau de la comparaison entre calcul et expérience pour tous les résultats.

Les sections efficaces utilisées pour le calcul du spectre et des sections efficaces effectives sont celles de la bibliothèque UKAEA 1967 normalisées aux valeurs à 2200 m/s de la dernière publication de l'AIEA [13].

Valeurs à 2200 m/s :

	^{235}U	^{239}Pu	^{241}Pu
v	2,4229	2,8799	2,934
σ_a	678,5 barns	1012,9 barns	1375,4 barns
σ_f	580,2 "	741,6 "	1007,3 "
η_5	$= 2,0719$	$\eta_9 = 2,1085$	$\frac{\eta_9}{\eta_5} = 1,0177$

$^{240}\text{Pu} : \sigma_a = 297 \text{ barns}$ $^{242}\text{Pu} : \sigma_a = 30 \text{ barns}$
 $^{241}\text{Am} : \sigma_a = 587 \text{ barns}$

Bibliothèque UKAEA 1967 :	^{235}U	DFN 30
	^{239}Pu	DFN 329
	^{240}Pu	DFN 201
	^{241}Pu	DFN 40
Bibliothèque ENDF/B.I :	^{242}Pu	MAT 1055
	^{241}Am	MAT 1056

La section du Bore est en $1/v$ et $\sigma_0 = 760,3$ barns.

Dans le domaine thermique, la section d'absorption de ^{238}U est prise en $1/v$ et sa valeur à 2200 m/s égale à 2,72 barns.

CHAPITRE III - RESULTATS

Les résultats expérimentaux bruts sont les signaux (Global ou Global et Local) relatifs à l'ensemble des échantillons mesurés : échantillons de référence et de correction de masse, échantillons d'axes, échantillons U-Pu. On définit un échantillon UNat de référence par sa masse et sa géométrie, à chaque échantillon réel on fait correspondre un échantillon fictif qui a même masse de ^{238}U que l'échantillon UNat de référence et une teneur en matière fissile ou absorbante supplémentaire (U5, Bore ou Pu) égale à celle de l'échantillon réel. Une mesure précise des dimensions et de la masse de chaque échantillon permet d'effectuer une "correction de masse" en utilisant les résultats des mesures relatives aux échantillons d'uranium naturel de diamètre et de longueur variable (voir référence [3]).

On obtient ainsi un ensemble de résultats cohérents relatifs à des échantillons ayant tous même géométrie et même teneur en ^{238}U .

Ce sont les signaux corrigés de masse et centrés (on prend pour origine des signaux l'échantillon UNat de référence) qui constituent les résultats expérimentaux élaborés. L'interprétation de ces résultats, c'est-à-dire leur traduction en termes de variation de sections efficaces effectives, est ensuite fonction du type de mesure que l'on a effectué : Global seul ou Global et Local.

Nous présentons d'abord les résultats obtenus par interprétation du signal Global seul, soit qu'il ait été effectivement mesuré seul (MARIUS 67), soit qu'on l'interprète indépendamment du signal Local (CESAR 69), mais en tenant compte bien entendu des perturbations causées par le détecteur Local. Ensuite nous présentons les résultats de la campagne CESAR 69 avec interprétation simultanée des deux signaux.

III-1 - Interprétation des mesures du signal Global

On détermine le signal Global de l'échantillon équivalent à partir du signal Global corrigé de masse de l'échantillon U-Pu en tenant compte de l'effet des neutrons retardés. Cet effet est calculé en Annexe III : il revient à diminuer le signal Global de chaque échantillon U-Pu d'environ 0,15 % de la composante "production de neutrons" due au plutonium qu'il contient. Nous verrons que cet effet a une faible incidence sur le résultat final.

Un ajustement par moindres carrés sur les signaux globaux des échantillons d'étalonnage permet de déterminer les pentes des axes d'étalonnage ^{235}U et Bore qui interviennent dans la relation entre η_P/η_5 et $\hat{\sigma}_{a_5}/\hat{\sigma}_{a_P}$ (relation (24)) et les coefficients de courbure. On applique ensuite la correction de courbure au signal global de chaque échantillon équivalent (deuxième partie, chapitre III).

Les Tableaux I donnent les valeurs des signaux pour les différentes étapes de l'interprétation. Les valeurs calculées par THERMOS relatives à l'échantillon équivalent (n_P/n_E , α , β) et la correction d'environnement pour ^{240}Pu qui est la seule importante figurent en Annexe IV. Le résultat final se présente sous la forme d'une relation entre le rapport η_P/η_5 et l'absorption totale du plutonium : la comparaison au calcul est faite sur la valeur du rapport $\frac{C-E}{E}$, C représentant la valeur calculée de η_P/η_5 et E sa valeur expérimentale ; ces résultats figurent dans le Tableau II.

Tableau I-A - MARIUS 67 - Signal Global - Valeurs des signaux

Echantillons	Signal Mesuré	Corrigé de masse	centré	G_E	Corrigé de courbure
45-15-8	- 12,6	- 12,0	- 11,9	- 12,5	- 12,9
45-20-8	32,3	33,0	33,1	32,3	34,6
45-25-20	51,8	52,7	52,8	51,9	57,5
22-25-3	- 48,5	- 48,1	- 48,0	- 49,0	- 49,6
22-30-3	3,2	3,4	3,5	2,3	2,4
22-35-3	43,4	44,4	44,5	43,1	47,2
22-30-8	- 22,3	- 22,2	- 22,1	- 23,3	- 24,4
22-35-8	18,5	19,8	19,9	18,6	20,2
22-25-20	- 122,0	- 122,0	- 121,9	- 122,8	- 121,9
22-30-20	- 81,5	- 81,5	- 81,4	- 82,4	- 84,8
35-30-35	- 13,6	- 12,9	- 12,8	- 13,8	- 14,9
35-35-35	19,2	19,9	20,0	18,8	21,2

Pente des axes d'étalonnage :

$$g_5 = 1186,6$$

$$g_B = - 1855,9$$

$$G_E = G_C - \delta G$$

$$G_C = \text{Global centré}$$

δG = effet des neutrons retardés (voir Annexe III).

Tableau I-B - CESAR 69 - Signal Global - Valeur des signaux

Echantillons	Signal Mesuré	Corrigé de masse	Centré	G _E	Corrigé de courbure
45-15-8	- 11,6	- 11,4	- 10,4	- 10,7	- 11,1
45-20-8	27,5	28,0	29,0	28,5	30,9
45-25-3	68,1	69,0	70,0	69,4	78,1
45-25-20	42,6	43,1	44,1	43,5	48,9
22-25-3	- 42,1	- 42,3	- 41,3	- 41,9	- 42,9
22-30-3	3,0	3,1	4,1	3,4	3,6
22-35-3	37,8	38,4	39,4	38,5	42,9
22-30-8	- 22,6	- 22,5	- 21,5	- 22,2	- 23,6
22-35-8	15,3	16,0	17,0	16,2	17,9
22-25-20	- 108,3	- 108,3	- 107,3	-107,8	-108,1
22-30-20	- 73,7	- 73,7	- 72,7	- 73,3	- 76,3
35-25-35	- 44,2	- 44,2	- 43,2	- 43,7	- 46,1
35-30-35	- 17,1	- 17,0	- 16,0	- 16,6	- 18,2
35-35-35	10,8	11,1	12,1	11,4	13,1

Pente des axes d'étalonnage :

$$g_5 = 1035,3$$

$$g_B = - 1657,5$$

Tableau II - Global seul - $(C-E)/E$ en 10^{-3} sur les valeurs de η_P/η_5

Echantillons	MARIUS 67	CESAR 69
45-15-8	8,8	9,2
45-20-8	8,3	8,6
45-25-3	*	8,8
45-25-20	0,2	1,1
22-25-3	6,5	7,5
22-30-3	7,1	7,2
22-35-3	7,3	7,8
22-30-8	5,4	5,5
22-35-8	9,1	9,6
22-25-20	1,4	- 0,7
22-30-20	- 0,8	- 1,5
35-25-35	*	- 0,4
35-30-35	- 4,8	- 2,8
35-35-35	0,1	0,6

* Echantillons non mesurés pendant cette campagne.

Avant toute discussion de ces résultats, on doit remarquer l'excellente cohérence des résultats des deux campagnes, pour chaque échantillon. Ceci prouve une très bonne reproductivité de la méthode et également que la présence du détecteur local dans les expériences CESAR 69 ne perturbe pas les résultats d'une interprétation du Global seul.

III-2 - Interprétation des mesures du signal Global et du signal Local

L'intervention du calcul est ici beaucoup plus complexe ainsi que son couplage avec les résultats expérimentaux :

- La correction de courbure est effectuée à partir des signaux des échantillons d'étalonnage (deuxième partie, chapitre III).

- Le calcul de la zone A par THERMOS fournit la différence des taux de réaction du détecteur local entre échantillon U-Pu et équivalent. L'étalonnage de ce calcul par comparaison à l'axe Bore mesuré permet de déterminer le signal Local de l'échantillon équivalent (deuxième partie, chapitre II).

- L'effet des neutrons retardés sur le signal Local est négligeable (Annexe III).

- Connaissant les signaux G_E et L_E de l'échantillon équivalent, on en déduit sa composition, c'est-à-dire les teneurs δN_5 et δN_B à ajouter à l'UNat.

Ce sont ces deux quantités qui interviennent directement dans la détermination de $\hat{\Sigma}_{aP}$, $v\hat{\Sigma}_{fP}$ et $\frac{\eta_P}{\eta_5}$ (relation 21).

Le Tableau III donne les valeurs des signaux pour les différentes étapes de l'interprétation et les valeurs de δN_5 et δN_B .

Les valeurs de $\frac{n_P}{n_E}$, α et β sont évidemment les mêmes que celles utilisées dans l'interprétation CESAR 69 en Global seul (Annexe IV).

La comparaison entre calcul et expérience est faite sur la valeur des rapports $\frac{C-E}{E}$ relatifs aux quantités $\frac{\eta_P}{\eta_5}$, $\hat{\Sigma}_{aP}$ et $v\hat{\Sigma}_{fP}$: Tableau IV.

Tableau III - CESAR 69 - Global et Local - Signaux et équivalences

Echantillons	L_{UPu}^1	L_{UPu}^2	L_E^1	L_E^2	L_E	G_E	δN_5	δN_B
45-15-8	8,9	12,1	22,4	23,1	23,9	- 11,1	0,02024	0,01936
45-20-8	24,6	27,4	39,5	40,3	43,8	30,9	0,06990	0,02501
45-25-3	30,6	36,5	49,3	50,1	56,8	78,1	0,11510	0,02480
45-25-20	37,7	39,9	53,7	54,4	61,5	48,9	0,10174	0,03402
22-25-3	2,2	6,0	21,1	21,9	22,3	- 42,9	-0,00206	0,02458
22-30-3	19,3	21,0	37,2	37,9	40,5	3,6	0,04868	0,02824
22-35-3	30,2	33,5	50,4	51,2	57,2	42,9	0,09301	0,03220
22-30-8	15,5	20,9	38,2	38,9	41,2	- 23,6	0,03196	0,03418
22-35-8	28,3	33,9	51,7	52,4	58,1	17,9	0,07788	0,03784
22-25-20	3,9	3,6	20,9	21,7	21,5	-108,1	-0,04482	0,03724
22-30-20	18,6	18,6	37,1	37,8	39,1	- 76,3	-0,00432	0,04336
35-25-35	24,0	24,4	39,6	40,3	42,3	- 46,1	0,01880	0,03959
35-30-35	32,8	37,0	53,1	53,8	58,8	- 18,2	0,05559	0,04569
35-35-35	48,1	50,6	67,8	68,5	78,5	13,1	0,09834	0,05354

L_{UPu}^1 : signal local de l'échantillon U-Pu

L_{UPu}^2 : après correction de masse

L_E^1 : signal local de l'échantillon équivalent (obtenu à partir du calcul de $L_P - L_E$ par THERMOS)

L_E^2 : centré

L_E : corrigé de courbure

G_E : signal global de l'échantillon équivalent, centré et corrigé de courbure (identique à la dernière colonne du Tableau I-B).

Pente des axes d'étalonnage : $l_5 = 293,2$ $l_B = 930,1$

Les axes "signal global" sont ceux du Tableau I-B.

Notons la grande sensibilité du signal Local à la correction de masse (environ 0,1 par gramme).

Tableau IV - Global et Local - (C-E)/E - CESAR 69

Echantillons	η_P/η_5 en 10^{-3}	$\hat{\Sigma}_{aP}$ en 10^{-2}	$\nu \hat{\Sigma} f_P$ en 10^{-2}
45-15-8	14,1	- 1,3	0,1
45-20-8	13,9	- 1,5	- 0,1
45-25-3	14,4	- 1,6	- 0,1
45-25-20	5,2	- 1,2	- 0,7
22-25-3	14,6	- 1,8	- 0,3
22-30-3	12,5	- 1,4	- 0,1
22-35-3	13,9	- 1,6	- 0,3
22-30-8	14,0	- 2,2	- 0,8
22-35-8	13,0	- 0,9	0,4
22-25-20	2,6	- 0,9	- 0,6
22-30-20	1,9	- 0,9	- 0,7
35-25-35	1,5	- 0,6	- 0,4
35-30-35	0,9	- 1,1	- 1,0
35-35-35	1,4	- 0,3	- 0,1

CHAPITRE IV - DISCUSSION DES RESULTATS

La discussion des résultats est envisagée sous un double aspect : d'une part examiner leur validité et le degré de confiance que l'on doit leur accorder, en évaluant les causes d'incertitude qui peuvent provenir de l'expérience et de son interprétation, d'autre part voir de quelle façon les données nucléaires doivent être modifiées pour que les quantités calculées soient en accord avec les résultats de l'expérience. Sur ce point il faut être bien conscient que les mesures effectuées sont relatives (comparaison à ^{235}U et au Bore) et intégrales (mesure de taux de réaction dans le domaine thermique) ; cependant, pour éclairer la discussion, nous traduirons les écarts entre calcul et expérience par des modifications de certaines valeurs à 2200 m/s des sections efficaces, sans pour autant préjuger de la nature physique de cette différence, qui porte aussi très probablement sur la forme des sections efficaces en fonction de l'énergie.

La comparaison des résultats de CESAR en Global seul et de MARIUS montre un excellent accord ; d'autre part les modifications éventuelles apportées aux sections efficaces au cours de la discussion qui va suivre ne changent pas les valeurs relatives des résultats obtenus dans CESAR et MARIUS. Nous ferons donc porter la discussion uniquement sur les résultats relatifs à CESAR, en particulier sous l'angle de la comparaison de l'interprétation d'un ou de deux signaux.

IV-1 - Mesures du signal Global

IV-1-1 - Critique des résultats

Examinons les différents effets qui interviennent sur la précision des résultats :

- La précision des mesures : chaque échantillon est mesuré deux fois, une mesure est la moyenne de 20 expériences de 5 périodes du mouvement de l'échantillon. L'écart-type relatif à une mesure est de 0,09 (même unité que celle des tableaux de résultats).

La reproductibilité des mesures est excellente : l'accord entre MARIUS 67 et CESAR 69 ne fait que le confirmer.

- La correction de masse : le signal global est très peu sensible à la correction de masse (Tableau I).

- La correction de courbure : son expression est aisément établie pour le signal global (deuxième partie, chapitre III) et la précision des signaux d'étalonnage permet une détermination très précise du coefficient de courbure.

- Les axes d'étalonnage : la précision des pentes g_5 et g_B dépend du nombre d'échantillons et de la précision des analyses. On montre ([3] p. 62) que les résultats sur les échantillons à support appauvri que nous étudions sont assez peu sensibles à une erreur sur les pentes des axes. Si l'axe ^{235}U est très bien connu, on peut estimer à 1 % l'incertitude sur la pente de l'axe Bore (liée à l'incertitude sur la teneur en Bore), ce qui peut entraîner une incertitude de 0,1 % sur la valeur de η_P/η_5 de certains échantillons.

- La teneur en plutonium des échantillons : elle intervient directement dans le résultat et est le facteur d'incertitude le plus important pour toutes les mesures de réactivité d'échantillons. Dans nos expériences, une erreur de 1 % sur la teneur en plutonium entraîne une erreur de 0,3 % sur la valeur de η_P/η_5 . L'incertitude sur cette teneur est estimée à $\pm 0,5$ % (paragraphe I-4), ce qui entraîne une incertitude de 0,15 % sur η_P/η_5 .

D'autre part la cohérence que l'on peut observer entre les résultats relatifs à plusieurs échantillons montre bien que l'incertitude n'est pas supérieure à ce chiffre.

- L'effet des neutrons retardés : il est de l'ordre de 0,15 à 0,20 % sur η_P/η_5 pour tous les échantillons. L'incertitude sur ce chiffre est de $\pm 0,05$ %.

- L'intervention du calcul sur les résultats de l'interprétation est peu importante :

Le double étalonnage et la méthode de l'échantillon équivalent permettent de limiter le volume des calculs à un calcul de cellule pour lequel plusieurs méthodes ont été comparées (THERMOS et COREGRAF 2), un calcul d'environnement (plusieurs méthodes également : voir [2]) et le calcul des quantités $\frac{n_P}{n_E}$, α et β . Les corrections d'environnement sont faibles et le calcul des propriétés relatives de l'échantillon U-Pu et de son équivalent se réduit pratiquement à la comparaison de deux calculs de cellule. Ici encore on peut estimer à 0,1 % la contribution du calcul à l'incertitude sur η_P/η_5 . Ainsi, aussi bien l'examen des causes possibles d'incertitude que la comparaison des résultats obtenus pour les différents échantillons nous permet d'estimer à $\pm 0,3$ % l'incertitude sur η_P/η_5 déduit des expériences en Global seul, en supposant bien entendu que le rapport des sections effectives $\frac{\sigma_{a5}}{\sigma_{aP}}$ est bien calculé.

IV-1-2 - Interprétation de l'écart entre calcul et expérience

Examinons les résultats du Tableau II sur CESAR 69 :

a) Si l'on compare des échantillons à teneurs voisines en plutonium, mais différentes en ^{240}Pu , on voit que $(C-E)/E$ diminue lorsque la teneur en ^{240}Pu augmente. Cet effet indique qu'il faudrait diminuer l'absorption de cet isotope. Cette diminution va jouer à la fois sur la valeur calculée et la valeur expérimentale de η_P/η_5 , mais moins rapidement sur celle-ci. Une variation de l'absorption du ^{240}Pu d'environ 10 % donne des résultats nettement améliorés sans annuler complètement l'écart existant entre les échantillons à faibles et fortes teneurs.

Nous verrons que l'interprétation des mesures avec Global et Local montre que le ^{240}Pu n'est pas seul responsable de cet écart.

b) Cette modification étant effectuée sur l'absorption du ^{240}Pu , nous comparons les échantillons entre eux, et en particulier ceux qui contiennent peu de ^{240}Pu (45-25-3, 22-25-3, 22-30-3, 22-35-3) : nous constatons un écart important ($8,5 \cdot 10^{-3}$ en moyenne) entre expérience et calcul sur η_P/η_5 .

Cet écart ne peut diminuer que si on modifie la valeur de η_9/η_5 .

1 Modification du rapport $\nu_9 \hat{\sigma}f_9/\nu_5 \hat{\sigma}f_5$:

Une modification de ce rapport ne change pas la valeur expérimentale de η_P/η_5 . Pour obtenir l'accord entre calcul et expérience, il faut le diminuer d'environ 1 %. La valeur de $\frac{\nu_9}{\nu_5}$ est mesurée avec précision, il faut donc soit diminuer $\hat{\sigma}f_9$, soit augmenter $\hat{\sigma}f_5$. Pour effectuer une comparaison précise entre calcul et expérience avec des valeurs ainsi modifiées, il est commode de conserver la même variation des sections efficaces avec l'énergie (bibliothèque UKAEA) et d'"ajuster" les valeurs à 2200 m/s.

Les modifications proposées se traduisent par les valeurs suivantes : soit $\sigma f_9^0 = 735$ barns, soit $\sigma f_5^0 = 586$ barns, ceci bien entendu sans préjuger de la réalité physique de cet ajustement, une modification réelle des données fondamentales devant porter aussi bien sur la forme des sections en fonction de l'énergie que sur les valeurs à 2200 m/s.

Remarque : une telle modification de σf_5^0 est en accord avec le résultat de mesure publié par Deruyter [14] qui confirme d'autre part la valeur non modifiée de σf_9^0 .

2 - Modification du rapport $\hat{\sigma}_{a_9}/\hat{\sigma}_{a_5}$

Une modification de ce rapport change à la fois la valeur expérimentale et la valeur calculée de η_P/η_5 , mais celle-ci de façon plus importante. Pour obtenir l'accord de ces deux valeurs, il faut augmenter ce rapport de 1,6 % environ, donc soit augmenter $\hat{\sigma}_{a_9}$, soit diminuer $\hat{\sigma}_{a_5}$ de cette proportion.

Ici encore nous faisons correspondre à une modification des valeurs intégrales un ajustement des sections à 2200 m/s, ce qui nous permet une comparaison plus simple entre les résultats. Les modifications proposées se traduisent par les valeurs suivantes :

soit : $\sigma_{a_9}^0 = 1029$ barns soit : $\sigma_{a_5}^0 = 668$ barns

c) La comparaison de l'ensemble des résultats est donnée par le Tableau V.

Colonne A : valeurs initiales des sections efficaces

Colonne B : diminution de 10 % de l'absorption du ^{240}Pu
ajustement correspondant : $\sigma_{a_{40}}^0 = 270$ barns

Colonne C : diminution de 1 % de la fission du ^{239}Pu
ajustement correspondant : $\sigma_{f_9}^0 = 735$ barns
et $\sigma_{a_{40}}^0 = 270$ barns

Colonne D : augmentation de 1 % de la fission du ^{235}U
ajustement correspondant : $\sigma_{f_5}^0 = 586$ barns
et $\sigma_{a_{40}}^0 = 270$ barns

Colonne E : augmentation de 1,6 % de l'absorption du ^{239}Pu
ajustement correspondant : $\sigma_{a_9}^0 = 1029$ barns
et $\sigma_{a_{40}}^0 = 270$ barns

Colonne F : diminution de 1,6 % de l'absorption du ^{235}U
ajustement correspondant : $\sigma_{a_5}^0 = 668$ barns
et $\sigma_{a_{40}}^0 = 270$ barns

Tableau V - $(C-E)/E$ en 10^{-3} pour η_p/η_5

Interprétation de l'écart entre calcul et expérience sur les résultats de mesure du Global. CESAR 69.

Echantillons	A	B	C	D	E	F
45-15-8	9,2	12,2	3,3	2,2	2,7	3,3
45-20-8	8,6	11,6	2,7	1,6	1,9	2,5
45-25-3	8,8	10,3	1,2	0,2	0,2	0,9
45-25-20	1,1	6,1	- 2,5	- 3,9	- 3,2	- 3,0
22-25-3	7,5	9,0	0,0	- 1,0	- 0,3	0,3
22-30-3	7,2	8,7	- 0,3	- 1,3	- 0,8	- 0,3
22-35-3	7,8	9,3	0,3	- 0,7	- 0,4	0,1
22-30-8	5,5	8,2	- 0,7	- 1,8	- 1,1	- 0,6
22-35-8	9,6	12,4	3,4	2,3	2,8	3,3
22-25-20	- 0,7	5,2	- 3,5	- 4,8	- 3,4	- 3,2
22-30-20	- 1,5	4,4	- 4,3	- 5,6	- 4,4	- 4,1
35-25-35	- 0,4	7,3	- 0,7	- 2,7	- 1,0	- 1,4
35-30-35	- 2,8	4,8	- 3,1	- 5,1	- 3,5	- 4,0
35-35-35	0,6	8,4	0,3	- 1,7	- 0,2	- 0,6

d) Commentaires :

1. On vérifie bien que les différentes modifications proposées sont équivalentes vis-à-vis de la comparaison entre calcul et expérience. Ceci met en évidence l'inconvénient des mesures du Global seul (ou plus généralement de la réactivité) qui donnent des relations entre les taux de réactions sans permettre de déterminer la cause des désaccords entre calcul et expérience.

2. On pourrait raffiner les modifications pour obtenir un accord encore meilleur entre calcul et expérience sur les échantillons à très faible teneur en ^{240}Pu par exemple. Ces raffinements sont en fait illusoires : nous donnerons des résultats plus précis dans l'interprétation du Global et du Local ainsi que les valeurs obtenues dans ce cas-là par une interprétation du Global seul.

3. Retenons les points essentiels de cette interprétation : par rapport aux valeurs calculées à partir de la bibliothèque UKAEA 1967 et des valeurs à 2200 m/s de référence, on doit, pour obtenir un bon accord entre calcul et expérience : diminuer l'absorption du ^{240}Pu de 10 % environ

diminuer le rapport $\frac{\eta_9}{\eta_5}$ de 1 à 1,6 %.

Nous avons traduit ces écarts par différents ajustements possibles des sections à 2200 m/s. Il ne faut pas oublier que ceci n'est qu'une façon commode d'étudier des variations des quantités intégrales et que l'explication physique réside dans les bibliothèques de sections efficaces et, éventuellement, dans le calcul du spectre.

4. Il est intéressant de comparer ces résultats à ceux obtenus, sur le même type de combustible et dans des réseaux voisins, par la méthode de remplacement progressif [6]. Le jeu 2 P de combustible uranium-plutonium correspond à l'échantillon 22-30-8.

Aussi bien pour les expériences dans l'eau lourde que celles dans le graphite, les conclusions des auteurs sur l'interprétation des résultats relatifs à ce jeu sont les suivantes : si l'on suppose l'absorption bien calculée, aussi bien en ce qui concerne le plutonium 240 que le plutonium 239, on est amené à diminuer la valeur de η_9/η_5 d'environ 0,6 % (cet effet, reporté sur les valeurs à 2200 m/s, change la valeur de $(\eta_9/\eta_5)_0$ de 1,0187 à 1,013). Cette modification correspond exactement à l'écart de $6,2 \times 10^{-3}$ que l'on constate entre calcul et expérience pour l'échantillon 22-30-8 dans le Tableau V, colonne A (valeurs initiales). La différence des conclusions définitives tient à ce que les résultats des expériences d'oscillations nous ont amené à modifier l'absorption du plutonium 240, ce qui accentue les modifications que l'on doit apporter au plutonium 239.

IV-2 - Mesures du signal Global et du signal Local

Il s'agit d'analyser les résultats de la campagne CESAR 69.

IV-2-1 - Critique des résultats

La mesure et l'interprétation du signal Local posent des difficultés d'un autre ordre que celle du signal Global :

- La précision des mesures : l'écart-type relatif à une mesure est de 0,13, ce qui n'entraîne pas d'incertitude importante sur les résultats. Cependant, atteindre cette précision, et surtout une bonne reproductibilité impose des précautions expérimentales importantes (précision dans la course de l'échantillon en particulier).

- La correction de masse : le signal Local est très sensible à la correction de masse. Les valeurs du Tableau II montrent des corrections importantes, bien que les échantillons présentent de faibles défauts de masse (inférieurs à 1 %).

- L'incertitude sur la pente des axes et la correction de courbure est plus grande en Local qu'en Global.

- La teneur des échantillons en plutonium : elle intervient directement dans la détermination des sections efficaces effectives d'absorption et de production : une incertitude de $\pm 0,5\%$ sur la teneur en plutonium se traduit par une incertitude égale sur les sections effectives.

Par contre l'incertitude sur la teneur en plutonium n'intervient pas sur la valeur de η_P/η_5 déduite des mesures avec deux signaux. Cette propriété donne toute sa valeur à cette méthode : l'un des critères de discussion des résultats doit être la comparaison entre l'incertitude sur cette teneur et celle sur les facteurs qui interviennent sur le résultat.

- L'intervention du calcul et le couplage entre calcul et expérience sont importants dans le cas du Local : un calcul correct de $L_P - L_E$ impose, nous l'avons vu, que le mouvement de l'échantillon soit uniforme si l'on ne veut pas faire de calcul axial. L'étalonnage du calcul de $L_P - L_E$ est délicat et on peut considérer que la détermination du signal Local de l'échantillon équivalent est la principale cause d'incertitude sur les résultats.

L'incertitude sur le calcul de la différence entre le signal Local de l'échantillon et celui de l'échantillon U-Pu ne doit pas dépasser $\pm 10 \%$. Ceci entraîne une incertitude moyenne de $\pm 5 \cdot 10^{-3}$ sur η_P/η_5 , $1,5 \cdot 10^{-2}$ sur $\hat{\Sigma}_{a_P}$ et $1 \cdot 10^{-2}$ sur $v\hat{\Sigma}_f_P$.

Remarquons toutefois que les conditions expérimentales et le choix des échantillons des mesures que nous étudions étaient tels que les perturbations radiales étaient faibles et les perturbations axiales négligeables. Dans d'autres cas - avec de plus fortes teneurs en plutonium par exemple - il peut ne pas en être de même et un calcul axial sera nécessaire pour calculer les propriétés de l'échantillon. Ce même calcul sera alors utilisé pour calculer le signal Local de l'échantillon équivalent et les conditions expérimentales pourront être différentes (mouvement "carré" de l'échantillon).

La précision des résultats, qui tient compte des différentes causes d'erreur et des dispersions entre les échantillons, peut être estimée à $\pm 7 \cdot 10^{-3}$ sur η_P/η_5 , $\pm 1,5 \cdot 10^{-2}$ sur $\hat{\Sigma}_{a_P}$ et $\pm 1,2 \cdot 10^{-2}$ sur $v\hat{\Sigma}_f_P$.

IV-2-2 - Interprétation de l'écart entre calcul et expérience

Examinons les résultats du Tableau IV.

a) Comparons les échantillons à teneurs voisines en plutonium, mais différentes en ^{240}Pu :

(C-E)/E relatif à η_P/η_5 diminue lorsque la teneur en ^{240}Pu augmente, (C-E)/E relatif à $\hat{\Sigma}_{a_P}$ augmente (diminue en valeur absolue) :

ces deux effets indiquent bien une tendance à la diminution de l'absorption du ^{240}Pu . Mais on voit également que l'écart entre calcul et expérience sur la production de neutrons varie avec la teneur en ^{240}Pu .

L'écart entre calcul et expérience sur l'absorption est rendu constant par une diminution de 6 % de l'absorption du ^{240}Pu .
 Par contre nous n'avons pas trouvé d'explication satisfaisante à la variation de l'écart sur $\nu\hat{\Sigma}f_p$, donc par conséquent à la variation de l'écart sur η_p/η_5 après modification de l'absorption du ^{240}Pu ([Tableau VI]).

b) Cette modification étant effectuée sur l'absorption du ^{240}Pu , nous comparons les échantillons entre eux, et en particulier ceux qui contiennent peu de ^{240}Pu : pour ces derniers nous constatons que l'écart sur $\nu\hat{\Sigma}f_p$ est nul : il n'y a donc pas lieu de modifier les rapports $\hat{\sigma}f_9/\hat{\sigma}f_5$ (modification qui était l'une des possibilités de l'interprétation en Global seul).

Par contre nous constatons un écart important sur $\hat{\Sigma}a_p$ qui se répercute par un écart sur η_p/η_5 . Ceci nous amène à modifier le rapport $\hat{\sigma}a_9/\hat{\sigma}a_5$, soit par augmentation de l'absorption du ^{239}Pu , soit par diminution de l'absorption du ^{235}U , et ceci de 1,7 % environ.

Nous faisons correspondre à une modification des valeurs intégrales un ajustement des sections à 2200 m/s, ce qui nous permet une comparaison rapide entre calcul et expérience. Les modifications proposées se traduisent par les valeurs suivantes :
 diminution de 6 % de l'absorption du ^{240}Pu :

$$\sigma_{40}^0 = 280 \text{ barns au lieu de } 297$$

augmentation de 1,7 % du rapport $\hat{\sigma}a_9/\hat{\sigma}a_5$:

$$\text{soit } \sigma_{a_9}^0 = 1030 \text{ barns au lieu de } 1012,9$$

$$\text{soit } \sigma_{a_5}^0 = 667 \text{ barns au lieu de } 678,5.$$

c) La comparaison de l'ensemble des résultats est donnée par les Tableaux VI :

Tableau VI-A : $(C-E)/E$ sur η_p/η_5

Tableau VI-B : $(C-E)/E$ sur $\hat{\Sigma}a_p$ et $\nu\hat{\Sigma}f_p$.

Les valeurs de $\bar{\nu} \Sigma_f^p$ ne sont pas modifiées.

Modifications : 1 : valeurs initiales

2 : diminution de l'absorption du ^{240}Pu ($\sigma_{a_{40}}^0 = 280 \text{ b}$)

3 : diminution de l'absorption de ^{235}U ($\sigma_{a_5}^0 = 667 \text{ b}$)
et $\sigma_{a_{40}}^0 = 280 \text{ b}$

4 : augmentation de l'absorption de ^{239}Pu ($\sigma_{a_9}^0 = 1030 \text{ b}$)
et $\sigma_{a_{40}}^0 = 280 \text{ b}$

Tableau VI-A $(C-E)/E$ en 10^{-3} sur η_P/η_5

Modifications	1		2		3		4	
Echantillons	G	G-L	G	G-L	G	G-L	G	G-L
45-15-8	9,2	14,1	11,1	17,2	1,4	1,8	1,6	2,2
45-20-8	8,6	13,9	10,5	16,9	0,5	1,4	0,8	1,8
45-25-3	8,8	14,4	9,7	15,8	- 0,6	- 0,1	- 0,3	0,3
45-25-20	1,1	5,2	4,3	10,0	- 5,8	- 5,1	- 5,1	- 4,1
22-25-3	7,5	14,6	8,4	16,2	- 1,1	0,3	- 0,8	0,7
22-30-3	7,2	12,5	8,1	14,1	- 1,7	- 1,9	- 1,4	- 1,4
22-35-3	7,8	13,9	8,8	15,4	- 1,3	- 0,5	- 1,0	- 0,1
22-30-8	5,5	14,0	7,2	16,8	- 2,4	1,2	- 2,1	1,7
22-35-8	9,6	13,0	11,3	15,8	1,4	0,1	1,7	0,7
22-25-20	- 0,7	2,6	3,0	8,6	- 6,2	- 6,1	- 5,6	- 5,2
22-30-20	- 1,5	1,9	2,2	7,8	- 7,2	- 7,0	- 6,5	- 6,1
35-25-35	- 0,4	1,5	4,4	8,8	- 5,1	- 5,5	- 3,8	- 3,7
35-30-35	- 2,8	0,9	2,0	8,1	- 7,6	- 6,3	- 6,3	- 4,4
35-35-35	0,6	1,4	5,5	8,6	- 4,4	- 5,8	- 3,6	- 4,7

Tableau VI-B (C-E)/E en 10^{-2} sur $\hat{\Sigma}_{a_P}$ et $v\hat{\Sigma}f_P$

Modifications	1		2	3	4
Echantillons	$\hat{\Sigma}_{a_P}$	$v\hat{\Sigma}f_P$	$\hat{\Sigma}_{a_P}$	$\hat{\Sigma}_{a_P}$	$\hat{\Sigma}_{a_P}$
45-15-8	- 1,3	0,1	- 1,8	- 0,1	- 0,2
45-20-8	- 1,5	- 0,1	- 1,7	- 0,3	- 0,3
45-25-3	- 1,6	- 0,1	- 1,7	- 0,1	- 0,2
45-25-20	- 1,2	- 0,7	- 1,3	- 0,2	- 0,3
22-25-3	- 1,8	- 0,3	- 1,9	- 0,3	- 0,4
22-30-3	- 1,4	- 0,1	- 1,5	0,1	0,0
22-35-3	- 1,6	- 0,3	- 1,8	- 0,2	- 0,2
22-30-8	- 2,2	- 0,8	- 2,5	- 0,9	- 1,0
22-35-8	- 0,9	0,4	- 1,2	0,3	0,3
22-25-20	- 0,9	- 0,6	- 1,5	0	- 0,1
22-30-20	- 0,9	- 0,7	- 1,5	0	- 0,1
35-25-35	- 0,6	- 0,4	- 1,3	0,1	0,0
35-30-35	- 1,1	- 1,0	- 1,8	- 0,4	- 0,6
35-35-35	- 0,3	- 0,1	- 1,0	0,4	0,3

a) Commentaires :

1. Les résultats pour l'ensemble des échantillons sont très cohérents entre eux. En ce qui concerne η_P/η_5 , cette cohérence est meilleure en Global-Local qu'en Global seul : ceci peut s'interpréter par l'intervention directe de la teneur en plutonium sur le résultat en Global seul.
2. En ce qui concerne l'absorption, la diminution de 6 % de l'absorption de ^{240}Pu donne le même écart sur $\hat{\sigma}_{a_2}$ entre calcul et expérience pour tous les échantillons ; en particulier la cohérence entre les échantillons à forte teneur en ^{240}Pu est remarquable. Il reste bien un écart sur η_P/η_5 qui augmente avec la teneur en ^{240}Pu , mais il correspond à l'écart sur $v\hat{\Sigma}f_P$ que nous n'avons pas pu expliquer.
3. Retenons les points essentiels de cette interprétation : par rapport aux valeurs calculées à partir de la bibliothèque UKAEA 1967 et des valeurs à 2200 m/s de référence, on doit, pour obtenir un bon accord entre calcul et expérience : diminuer l'absorption du ^{240}Pu de 6 % environ et augmenter le rapport $\hat{\sigma}_{a_9}/\hat{\sigma}_{a_5}$ de 1,7 %, ce qui se traduit par une diminution du rapport $\frac{\eta_9}{\eta_5}$ de 1,7 %.
4. Nous ne devons pas oublier que les marges d'incertitude associées à l'interprétation du signal Local sont importantes. En tenant compte de ces marges d'incertitude, nous adopterons les conclusions suivantes :
 1. Diminution de l'absorption du ^{240}Pu de 6 ± 3 %, soit $\sigma_{a_{40}}^0 = 280 \pm 10$ barns traduit en un ajustement sur la valeur à 2200 m/s.

2. Diminution du rapport $\frac{\eta_9}{\eta_5}$ de $1,7 \pm 0,7 \%$,

$$\text{soit } \frac{\eta_9}{\eta_{5_0}} = 1,001 \pm 0,007$$

si l'on ajuste les valeurs à 2200 m/s.

3. Augmentation du rapport $\frac{\sigma_{a_9}}{\sigma_{a_5}}$ de $1,7 \pm 1,5 \%$

$$\text{soit } \sigma_{a_{9_0}} = 1030 \pm 15 \text{ barns}$$

$$\text{ou bien } \sigma_{a_{5_0}} = 667 \pm 10 \text{ barns}$$

4. Non modification du rapport $\frac{\sigma_{f_9}}{\sigma_{f_5}}$ à $\pm 1,2 \%$.

Remarque : Il est bien clair que les mesures en Global seul donnent une précision plus grande sur les mesures, mais le fait que l'on ne puisse séparer absorption et production rend cette précision illusoire : en Global seul, on obtient avec une très bonne précision une relation linéaire entre $\frac{\eta_P}{\eta_5}$ et $\frac{\sigma_{a_5}}{\sigma_{a_P}}$.

Le signal Local permet de déterminer un point sur cette droite avec une assez grande marge d'incertitude.

Ceci est illustré par la figure 8 où on a tracé les droites

$$\frac{\eta_P}{\eta_5} = A \frac{\hat{\sigma}_{a_5}}{\hat{\sigma}_{a_P}} + B \text{ correspondant au signal Local et au signal}$$

Global d'un échantillon particulier. Leur intersection donne le résultat de l'interprétation des mesures des deux signaux :

les valeurs de $\frac{\eta_P}{\eta_5}$ et $\frac{\sigma_{a_5}}{\sigma_{a_P}}$. Les marges d'incertitude relatives

à chaque signal, aussi bien incertitudes expérimentales que liées à l'intervention du calcul dans l'interprétation, délimitent un

parallélépipède dont les points extrêmes donnent les marges d'incertitude relatives à $\frac{\hat{\sigma}_{a5}}{\hat{\sigma}_{aP}}$ et $\frac{\eta_P}{\eta_5}$.

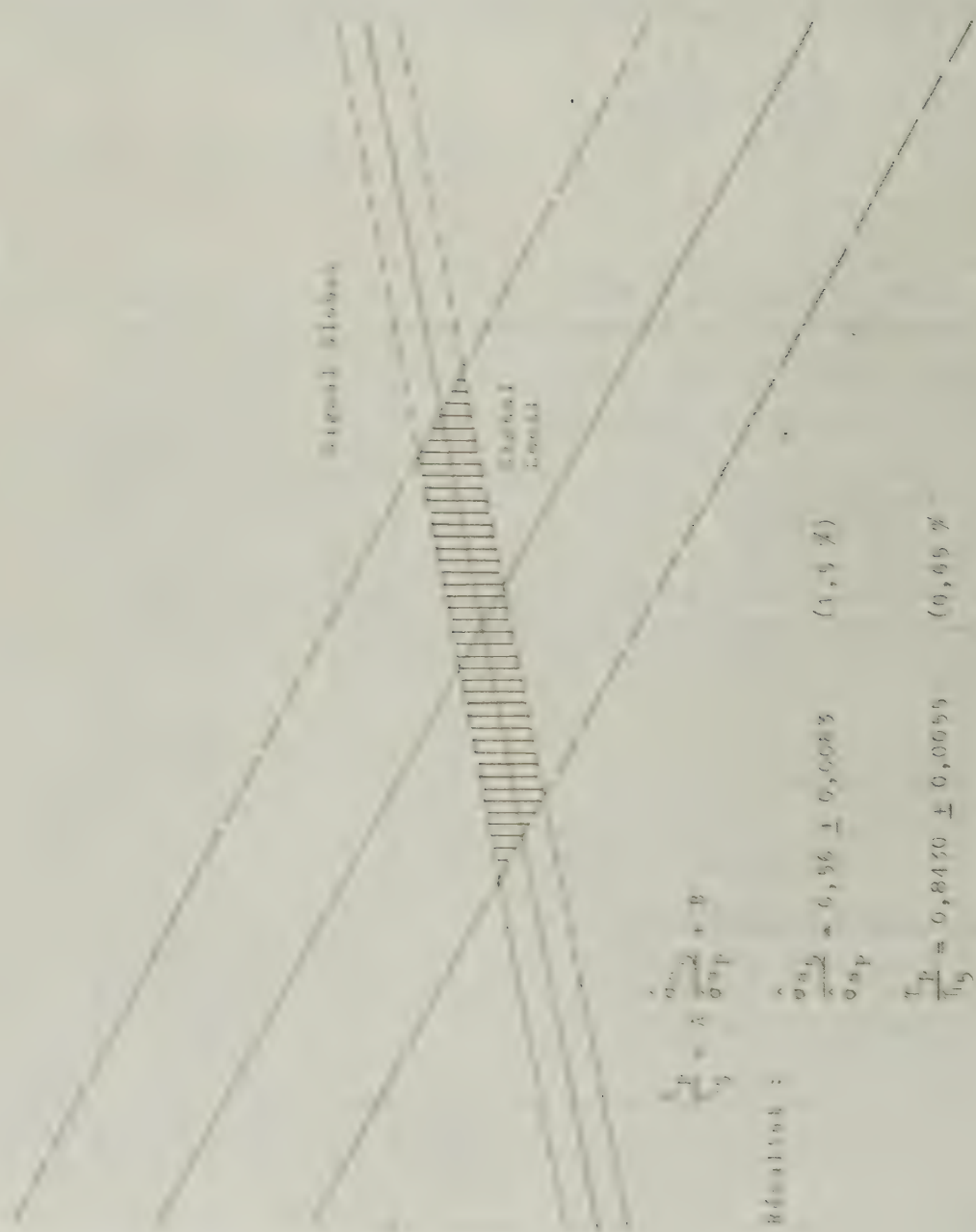
De la même façon le tracé des courbes $\frac{v\hat{\sigma}_{fP}}{v_5\hat{\sigma}_{f5}} = A + \frac{B}{\frac{\hat{\sigma}_{a5}}{\hat{\sigma}_{aP}}}$

met en évidence graphiquement les marges d'incertitude sur le

rapport $\frac{v\hat{\sigma}_{fP}}{v_5\hat{\sigma}_{f5}}$ (figure 9).

0.45

0.45



$$\frac{\partial P}{\partial y} = \lambda \frac{\partial \ln Z}{\partial y} + \mu$$

Results:

$$\frac{\partial \ln Z}{\partial y} = 0.56 \pm 0.003$$

(1, 1)

$$\frac{\partial P}{\partial y} = 0.8450 \pm 0.0055$$

(0, 0.5)

FIGURE 2

0.45
0.45
0.45

0.80
0.84

0.54 0.55 0.56 0.57 0.58

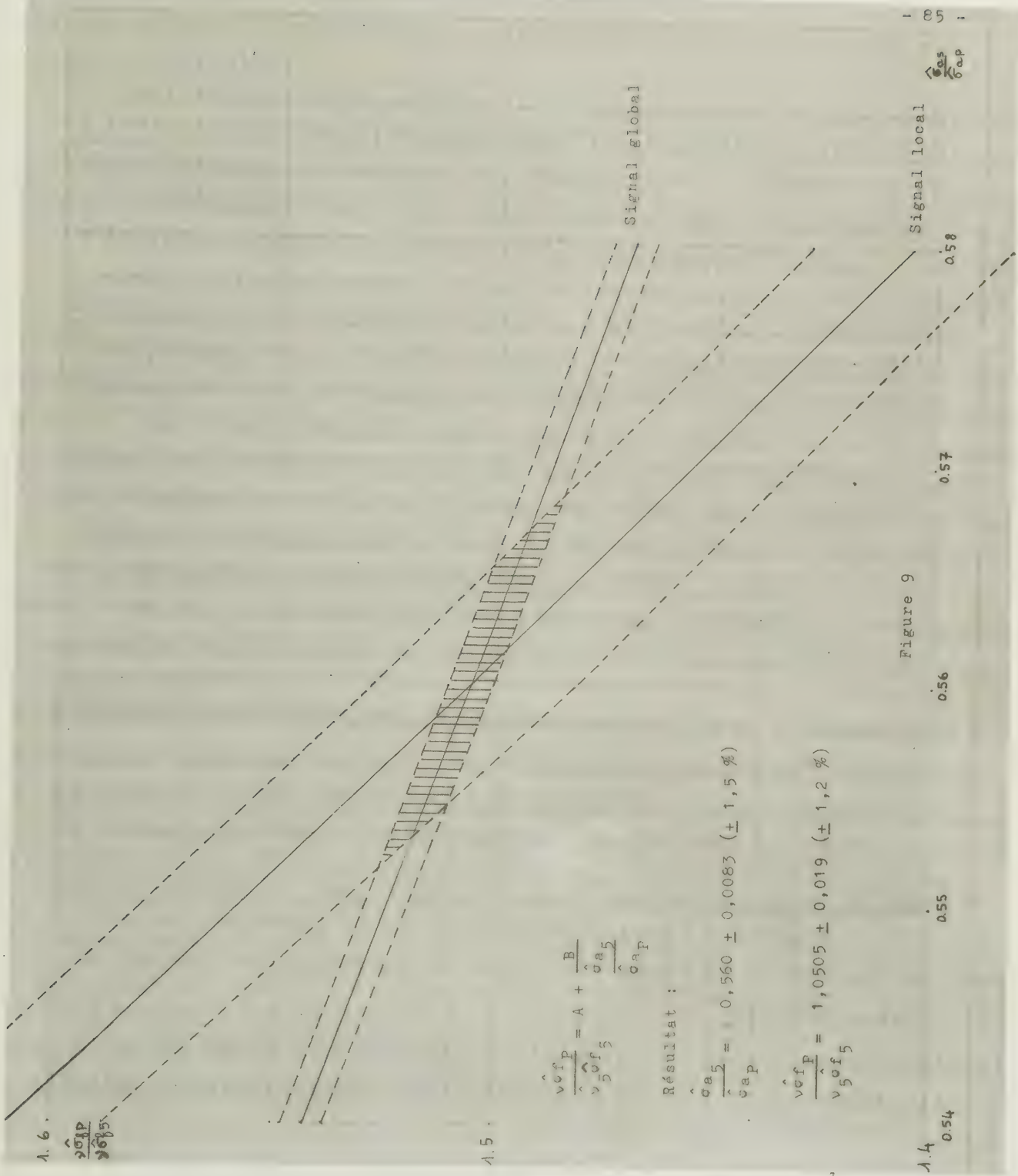


Figure 9

$$\frac{\hat{\sigma}_{a5}}{\hat{\sigma}_{ap}} = A + \frac{B}{\frac{\hat{\sigma}_{a5}}{\hat{\sigma}_{ap}}}$$

Résultat :

$$\frac{\hat{\sigma}_{a5}}{\hat{\sigma}_{ap}} = 0,560 \pm 0,0083 (\pm 1,5 \%)$$

$$\frac{\hat{\sigma}_{a5}}{\hat{\sigma}_{ap}} = 1,0505 \pm 0,019 (\pm 1,2 \%)$$

- C O N C L U S I O N -

Nous avons exposé dans ce rapport une méthode d'interprétation des expériences de remplacement d'un élément combustible, ou échantillon, au centre d'un assemblage critique. Ce type de mesure est actuellement très utilisé, aussi bien dans l'étude des milieux à neutrons rapides que dans celle des milieux à neutrons thermiques. Son avantage essentiel est la faible quantité de matériau à mettre en oeuvre, ce qui permet d'étudier des échantillons de teneurs différentes. L'interprétation de ces mesures, le plus souvent limitées à des mesures de réactivité, est en général fondée sur l'application de la théorie des perturbations : la méthode HPS, proposée par J. Askew [8] est sur ce point une méthode très générale. Nous avons cherché au contraire une méthode d'interprétation très adaptée à la méthode expérimentale développée au CEA [1], en profitant de ses qualités particulières et en cherchant à réduire les quantités de calcul nécessaire, et en tirant parti au maximum d'une compréhension physique des phénomènes.

Les expériences d'oscillations présentent les caractères suivants :

- Utilisation d'un oscillateur et d'un pilote automatique, ce qui garantit d'excellentes précisions expérimentales (la précision sur la réactivité d'un échantillon est de l'ordre du $\frac{1}{100}$ de pcm).
- Mesure de la perturbation de la réactivité par l'intermédiaire du pilote automatique (signal Global) et de la perturbation du taux de réaction d'un détecteur placé au voisinage de l'échantillon (signal Local).

La miniaturisation du détecteur Local garantit qu'il ne perturbe pas la mesure, en particulier les résultats obtenus avec le signal Global.

- L'échantillon à mesurer est un élément combustible particulier, contenant du plutonium, du train de combustible du canal central. D'autre part les teneurs des échantillons perturbateurs sont telles que les effets d'environnement radiaux sont faibles et les effets axiaux négligeables.

- Les mesures sont des mesures relatives : on étalonne le signal Global et le signal Local avec des échantillons à teneurs variables en Uranium 235 et en Bore qui couvrent tout le domaine de variation des signaux pour les échantillons à mesurer.

La méthode de l'échantillon équivalent repose sur la constatation qu'une perturbation d'absorption de loi quelconque dans le domaine thermique peut être remplacée par une perturbation de loi connue qui ait les mêmes effets "à longue distance" sur la densité neutronique dans le réacteur. On peut ainsi faire correspondre à chaque échantillon uranium-plutonium un échantillon UNat $\pm$ U5 + Bore qui lui soit "le plus voisin possible" au sens des perturbations, c'est-à-dire qui ait même signal Global (effet en réactivité) et mêmes taux d'absorption et de production sur l'ensemble du réacteur, les deux situations ne différant que par la densité neutronique au voisinage de l'échantillon. Un calcul détaillé en espace et énergie d'une zone de quelques cellules entourant l'échantillon permet de comparer l'échantillon perturbateur et son équivalent, et de déterminer le signal Local de celui-ci. On déduit ensuite de la mesure, et du double étalonnage, les teneurs en ^{235}U et en Bore de l'échantillon équivalent, ce qui permet de déterminer les taux de réaction d'absorption et de production de neutrons de l'échantillon U-Pu.

Cette méthode a été appliquée aux expériences d'oscillations dans MARIUS et CESAR sur des échantillons d'alliage uranium-plutonium à teneurs variables en plutoniums 239 et 240. L'interprétation des mesures du signal Global donne des résultats très cohérents entre MARIUS 67, sans signal Local, et CESAR 69, avec signal Local, ce qui confirme bien que la présence du détecteur Local ne perturbe pas la mesure de façon sensible. Les résultats obtenus sont très

précis, ce qui est dû en grande partie à la qualité des analyses de teneur des échantillons : les mesures en Global seul donnent une relation entre $\frac{\eta_P}{\eta_5}$ et $\frac{\hat{\sigma}_{a5}}{\hat{\sigma}_{aP}}$ avec une marge d'incertitude inférieure à 0,5 % sur $\frac{\eta_P}{\eta_5}$ pour une valeur donnée du rapport $\frac{\hat{\sigma}_{a5}}{\hat{\sigma}_{aP}}$. L'application de la méthode de l'échantillon équivalent utilisant le double étalonnage fait certainement de ces mesures les meilleures que l'on puisse envisager à l'heure actuelle parmi les expériences de mesure de la réactivité d'un échantillon au centre d'un réacteur.

La mesure du signal Local est plus délicate : la valeur du signal est très sensible à des effets parasites (mouvement de l'échantillon, correction de masse) et la définition de la méthode expérimentale est étroitement liée à la méthode d'interprétation (nature du mouvement de l'échantillon). D'autre part le calcul intervient plus directement sur les résultats expérimentaux par la détermination du signal Local de l'échantillon équivalent.

La connaissance du signal Local apporte cependant des renseignements complémentaires très importants : en l'absence d'une excellente précision sur les teneurs en plutonium des échantillons, elle permet la détermination du η du plutonium sans faire intervenir cette teneur. D'autre part on obtient indépendamment les valeurs de la production et de l'absorption de l'échantillon, ce qui permet d'orienter utilement l'interprétation des mesures du signal Global.

Les mesures effectuées à CESAR et MARIUS ont été interprétées en comparant les résultats expérimentaux à des calculs de sections efficaces effectives par le code COREGRAF 2, qui utilise comme données fondamentales les sections efficaces à 2200 m/s

de la dernière publication de l'Agence Internationale de l'Energie Atomique et la variation des sections efficaces en fonction de l'énergie de la bibliothèque anglaise (UKAEA 1967). Pour chiffrer cette comparaison, nous l'avons traduite en termes de variations des sections à 2200 m/s, variations qui peuvent être comparées avec fruit aux incertitudes actuelles sur les données fondamentales.

Pour en rester ici aux résultats sous leur forme intégrale, et en rappelant qu'il s'agit de résultats relatifs, obtenus par comparaison à l'uranium 235 et au Bore, les conclusions de cette étude sont les suivantes :

- L'interprétation des mesures du signal Global donne une relation entre $\frac{\eta_P}{\eta_5}$ et $\frac{\hat{\sigma}_{a5}}{\hat{\sigma}_{ap}}$. La comparaison entre calcul et expérience montre d'abord un désaccord sur les valeurs de $\frac{\eta_P}{\eta_5}$, qui

varie avec la teneur en plutonium 240 : on est conduit à diminuer l'absorption calculée du plutonium 240 d'environ 10 % (marge d'incertitude : ± 5 %). En ce qui concerne le plutonium 239, deux interprétations sont possibles : si l'on suppose le rapport des absorptions du plutonium 239 et de l'uranium 235 bien calculé, on est conduit à diminuer la valeur calculée de $\frac{\eta_9}{\eta_5}$ d'environ 1 % (marge d'incertitude : $\pm 0,3$ %), ce qui correspond à la même diminution du rapport des fissions du plutonium 239 et de l'uranium 235 ; si l'on suppose le rapport des fissions de ces deux isotopes bien calculé, on est conduit à diminuer la valeur calculée de $\frac{\eta_9}{\eta_5}$ d'environ 1,6 % (marge d'incertitude : $\pm 0,3$ %), ce qui correspond à la même augmentation du rapport des absorptions des deux isotopes.

- L'interprétation des mesures du signal Global et du signal Local permet de séparer l'absorption et la fission, donc de préciser l'origine du désaccord entre calcul et expérience :

ce désaccord porte essentiellement sur l'absorption du plutonium. On est amené à diminuer l'absorption du plutonium 240 d'environ 6 % (marge d'incertitude : ± 3 %), et à augmenter

le rapport $\frac{\hat{\sigma}_{a9}}{\hat{\sigma}_{a5}}$ d'environ 1,7 % (marge d'incertitude $\pm 1,5$ %).

En ce qui concerne la fission, $\frac{\hat{\sigma}_{f9}}{\hat{\sigma}_{f5}}$ calculé est en accord avec

l'expérience pour les échantillons à faible teneur en plutonium 240 (marge d'incertitude : $\pm 1,2$ %), mais il reste un écart inexplicé entre calcul et expérience pour les échantillons à forte teneur en cet isotope. La modification portant sur l'absorption a pour corollaire une modification du rapport $\frac{\eta_9}{\eta_5}$ qui doit être diminué de 1,7 % (marge d'incertitude : $\pm 0,7$ %).

Si l'on se limite au domaine des combustibles et des spectres étudiés, qui sont caractéristiques des réacteurs de puissance de la filière uranium naturel-graphite-gaz, ces modifications peuvent se traduire par des ajustements des sections à 2200 m/s qui rendront correctement compte des taux de réaction ; si l'on veut atteindre la réalité physique des phénomènes, il faudra modifier les valeurs des sections efficaces en fonction de l'énergie. Une première tentative dans ce sens doit être faite à partir des oscillations en température des mêmes échantillons dans CESAR [11]. Cette méthode doit être également appliquée à l'étude des combustibles au plutonium dans un réseau caractéristique des réacteurs à haute température. On en profitera pour améliorer les conditions expérimentales en utilisant des chambres locales plus sensibles, placées hors de la zone d'oubli du spectre afin de diminuer et même annuler les corrections du signal local équivalent.

La suite logique des expériences d'oscillations d'échantillons uranium-plutonium est l'application de cette méthode aux combustibles irradiés. C'est la méthode expérimentale la mieux adaptée à l'étude physique de ces combustibles : elle s'adresse

en effet à un échantillon unique et permet d'étudier systématiquement différentes cartouches de combustibles irradiés dans les piles de puissance dans des conditions variées de température, d'irradiation et de spectre. La mesure du signal global peut être interprétée simplement en tant que variation de la réactivité entre un combustible neuf et le combustible irradié ; l'interprétation de la mesure du signal local est liée au problème de la distribution non homogène des noyaux lourds dans le barreau. Dans la mesure où les expériences relatives aux combustibles uranium-plutonium ont précisé les sections efficaces des isotopes du plutonium, les oscillations de combustibles irradiés permettent de déterminer la capture globale des produits de fission. En particulier, si on suppose les taux de fission bien calculés, on déduit de la mesure du signal global la variation de section de capture entre combustible neuf et combustible irradié, et, connaissant la capture due au plutonium, on peut déterminer la capture des produits de fission. On a réalisé de telles expériences dans MINERVE sur des combustibles irradiés dans la pile EL 3 [6] ; les mesures les plus importantes ont été effectuées dans MARIUS en 1968 sur des combustibles irradiés dans les réacteurs de puissance de la filière uranium naturel-graphite-gaz ([5] et [6]), et en 1970 sur les mêmes types de combustibles, dans CESAR en température.

Ces expériences, fondées sur une méthode d'une très grande richesse par les informations qu'elle fournit, ont permis plusieurs approches complémentaires dans l'étude de la physique du plutonium et des combustibles irradiés. Les résultats obtenus ont fait faire un progrès important dans la connaissance de l'évolution des propriétés nucléaires des réacteurs de puissance à neutrons thermiques.

- R E F E R E N C E S -

- [1] O. TRETIAKOFF, R. VIDAL, J.C. CARRE, M. ROBIN
Mesure des sections efficaces effectives d'échantillons
fissiles par une méthode d'oscillation dans les assemblages
critiques.
Rapport CEA R. 2487 (1964)
- [2] B. LAPONCHE, J.C. LEFEBVRE, D. MENESSIER, M. MICHEL-VILLAZ,
M.J. BASIUK, J. VANUXEEM
Expériences de remplacement d'un seul élément combustible.
Méthode d'interprétation.
Note CEA N. 1043 (1969)
- [3] B. LAPONCHE, M. BRUNET, D. MENESSIER, F. MORIER, M.J. BASIUK,
J. TONOLLI, J. VANUXEEM
Résultats des expériences d'oscillations dans les piles
CESAR et MARIUS. Combustibles Uranium-Plutonium.
Note CEA N. 1062 (1969)
- [4] M. BRUNET, J. GUERANGE, F. MORIER, J. TONOLLI
Expériences d'oscillations à MARIUS et CESAR. Dispositifs
expérimentaux et techniques de mesure.
Note CEA N. 1063 (1969)
- [5] B. LAPONCHE, J. LUFFIN, M. BRUNET, J. GUERANGE, J. TONOLLI
Interprétation des mesures par oscillations de combustibles
irradiés dans les piles à uranium naturel, graphite, gaz.
Note CEA N. 1090 (1969)
- [6] R. BIR, R. VIDAL, M. LIVOLANT, M. CHABRILLAC, F. PENET,
F. MORIER, R. BOSSER, A. HOFFMANN, B. LAPONCHE, S. FUSTER
J. LUFFIN
Etude neutronique du plutonium dans les réacteurs à neutrons
thermiques. Rapport final sur les études du contrat
Euratom-CEA - 002-64.9 TRUF

- [7] M. LIVOLANT
Thermalisation des neutrons. Bibliothèque de données,
méthodes et codes de calcul des cellules.
Note CEA N. 1243 (1970)
- [8] J.R. ASKEW, H.H.W. PITCHER
Concerning the analysis of single channel substitution
measurement.
Journal of BNES - July 1967 - Vol. 6, n° 3
- [9] M. MICHEL-VILLAZ
Propagation et Thermalisation des neutrons issus d'une
source localisée, dans un milieu infini homogène.
Thèse de troisième Cycle - Faculté des Sciences d'ORSAY (1968)
- José GUASP : La función de Green en el modelo secundario
de thermalización - Universidad de Madrid.
- [10] J.R. ASKEW, F.J. FAYERS, P.B. KEMSHELL
A general description of the lattice code WIMS.
Journal of BNES, October 1966, pp 564-585
- [11] Y. BOUEDO
Les expériences d'oscillations dans MARIUS et CESAR :
effets axiaux et interprétation des mesures en température.
Thèse de troisième cycle (à paraître)
- [12] F. COGNÉ, A. HOFFMANN, P. REUSS
CEA-N. 1344 - I
COREGRAF 2. Code de calcul de réseaux et d'évolution des
réseaux à graphite
- [13] G.C. HANNA et al.
Revision of values for the 2200 m/s neutron constants for
four fissile nuclides.
Revue de l'Energie Atomique - AIEA - 1969, 7, 4, 3 - 93

[14] A.J. DERUYTTER and W. BECKER

Precise 2200 m/s fission cross sections of ^{239}Pu and ^{235}U .
Conférence d'Helsinki (15-19 juin 1970) : "Constantes
Nucléaires pour les calculs de réacteurs".

[15] J.C. CARRE

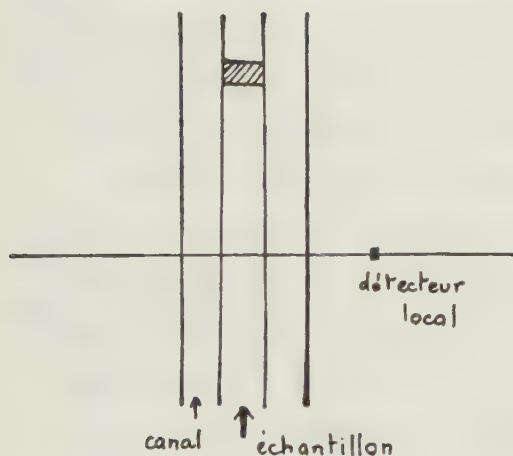
Pilote automatique pour les mesures précises de faibles
variations de réactivité.

Note CEA N 1139 (1969)

SIGNAL LOCAL DE L'ECHANTILLON EQUIVALENT

CONDITIONS EXPERIMENTALES COMPATIBLES AVEC LE CALCUL THERMOS

a) L'échantillon équivalent à un échantillon U-Pu est déterminé à l'aide du code THERMOS par un calcul en cellule cylindrique (zone A) de hauteur infinie. L'égalité des sources étant assurée dans le code, l'égalité des absorptions se traduit par l'égalité des flux à la frontière de la zone A.



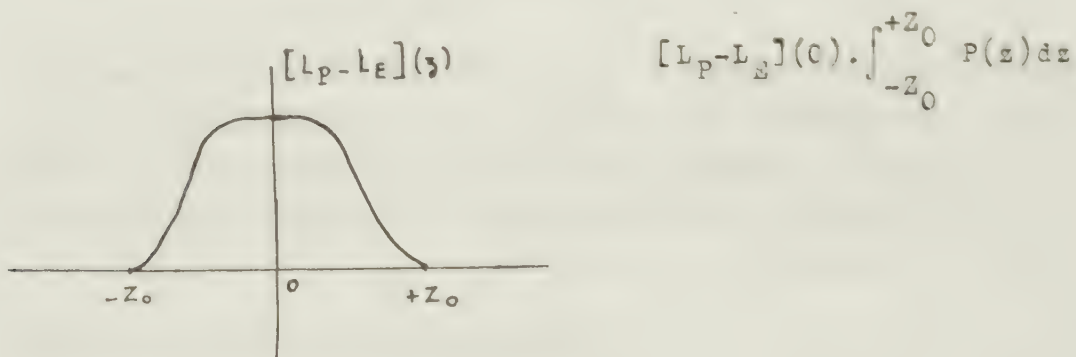
L'échantillon placé au centre de la zone A est soit l'échantillon U-Pu, soit l'échantillon équivalent. Supposons que le détecteur local est ponctuel et placé à la cote $z=0$.

La variation $(L_P - L_E)$ du taux de réaction L du détecteur local entre cas U-Pu et cas équivalent est due à une source négative répartie dans la zone A, due elle-même à la différence des lois d'absorption des deux échantillons.

$L_P - L_E$ peut donc être considéré comme la somme des contributions dues à différentes portions du combustible ; soit $[L_P - L_E](z) dz$ la réponse à la perturbation répartie sur une longueur dz à la cote z . $[L_P - L_E](z) = P(z)$. $[L_P - L_E](0)$ où $[L_P - L_E](0)$ représente la réponse à la même perturbation à la cote $z = 0$. $P(z)$ représente la loi de variation de $[L_P - L_E](z)$ en fonction de z : $P(0)=1$.

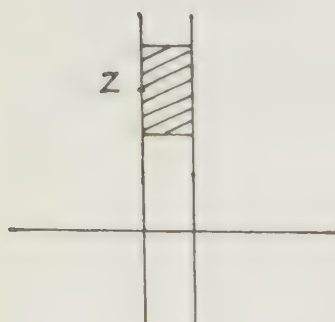
D'autre part, on a mis en évidence par le calcul radial, une "longueur d'oubli du spectre", de l'ordre de 20 cm dans le graphite, au-delà de laquelle le spectre en énergie des neutrons oublie la loi de capture dans l'échantillon ; axialement cela se traduit par le fait qu'il existe une valeur Z_0 de z , voisine de 20 cm, telle que, pour $z > Z_0$, $P(z) = 0$. Alors :

$$(1) \quad [L_P - L_E]_{\text{Thermos}} = \int_{-\infty}^{+\infty} [L_P - L_E](z) dz = \int_{-\infty}^{+\infty} [L_P - L_E](0) \cdot P(z) dz =$$



b) Examinons maintenant le cas d'un échantillon infini d'uranium naturel dans le calcul THERMOS et supposons que nous puissions calculer la fonction $[L_P - L_E](z)$ en plaçant un échantillon U-Pu et son équivalent, tous deux d'épaisseur dz , à la cote z . Au premier ordre, c'est-à-dire en supposant que le spectre dans ces échantillons est le même que celui qui s'établit dans des échantillons identiques de longueur infinie, la formule (1) est toujours valable et $[L_P - L_E]_{\text{Thermos}}$ peut être considéré comme l'intégrale des effets dus à des échantillons d'épaisseur dz répartis entre $-\infty$ et $+\infty$.

c) Calculons maintenant le signal $[L_P^* - L_E^*](z)$ pour un échantillon de longueur l centré à la cote Z .

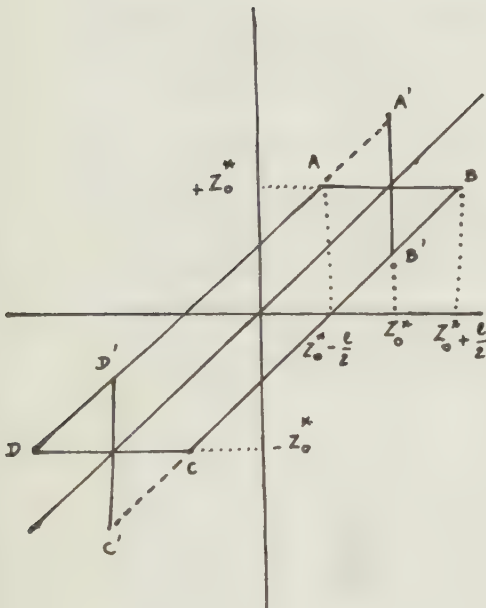


$$[L_P^* - L_E^*](Z) = \int_{Z - \frac{l}{2}}^{Z + \frac{l}{2}} [L_P - L_E](0) \cdot P(z) dz$$

Supposons maintenant que Z varie entre $-\infty$ et $+\infty$ suivant la loi $Z = z$ et calculons le signal $L_P^* - L_E^*$ obtenu :

$$\begin{aligned}
 L_P^* - L_E^* &= \int_{-\infty}^{+\infty} [L_P^* - L_E^*](z) dz = [L_P - L_E](0) \int_{-\infty}^{+\infty} dz \int_{z-\frac{1}{2}}^{z+\frac{1}{2}} P(z) dz \\
 &= [L_P - L_E](0) \int_{-Z_0^*}^{+Z_0^*} dz \int_{z-\frac{1}{2}}^{z+\frac{1}{2}} P(z) dz
 \end{aligned}$$

où $Z_0^* = Z_0 + \frac{1}{2}$, puisque $P(z) = 0$ pour $z > Z_0$.



Domaine d'intégration : parallélogramme ABCD. Comme $P(z) = 0$ pour $z > Z_0$ et $z < -Z_0$, on peut modifier le domaine d'intégration et prendre $A'B'C'D'$.

$$\begin{aligned}
 \int_{-Z_0^*}^{+Z_0^*} dz \int_{z-\frac{1}{2}}^{z+\frac{1}{2}} P(z) dz &= \int_{-Z_0^*}^{+Z_0^*} P(z) dz \int_{-\frac{1}{2}}^{+\frac{1}{2}} dz \\
 &= 1. \int_{-Z_0}^{+Z_0} p(z) dz
 \end{aligned}$$

Donc : $[L_P^* - L_E^*] = [L_P - L_E](0) . 1. \int_{-Z_0}^{+Z_0} P(z) dz$ qui est à comparer à (1):

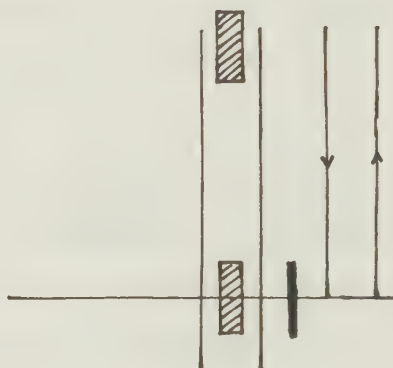
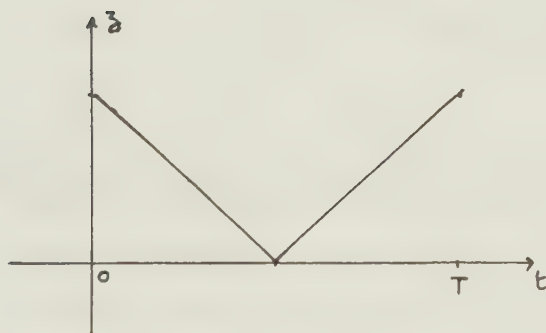
$$[L_P^* - L_E^*] = 1. [L_P - L_E]_{\text{Thermos}}$$

Remarque : Si le détecteur local n'est pas ponctuel, mais de longueur l_0 , le résultat obtenu est le même, multiplié par l_0 si $[L_P - L_E]$ correspond à un détecteur de hauteur 1 cm placé en $z = 0$.

Ainsi la quantité $L_P - L_E$ calculée par THERMOS et la quantité $L_P - L_E$ que l'on mesurerait si l'échantillon parcourait le canal d'un mouvement uniforme, ont la même signification physique : à une normalisation près entre calcul et expérience elles sont égales à l'intégrale de la fonction $P(z)$ entre $-Z_0$ et $+Z_0$, Z_0 étant la longueur d'oubli du spectre dans le sens axial.

Il suffit donc que le mouvement de l'échantillon soit uniforme entre $Z_0 + \frac{1}{2}$ et $-Z_0 - \frac{1}{2}$ pour que l'on puisse appliquer la correction calculée au résultat expérimental, après étalonnage du signal local.

d) Réalisation pratique : On réalise un déplacement uniforme de l'échantillon vis-à-vis de la chambre par un mouvement "triangulaire" de l'oscillateur, dont le point bas correspond à l'échantillon dans la chambre (milieu de l'échantillon coïncidant avec le milieu de la chambre).



L'amplitude du mouvement est supérieure à Z_0 .

Remarques : 1 Quelle que soit la nature du mouvement de l'échantillon, on doit s'assurer qu'il se déplace dans un spectre constant.

- 2 Pour que le signal mesuré soit comparable au résultat du calcul THERMOS, et ceci dans la zone où $L_p - L_E$ n'est pas nul, le flux dans lequel se déplace l'échantillon doit être constant dans cette zone : on doit donc placer la chambre au maximum du flux axial. Pour satisfaire à la même condition, le signal local mesuré doit être proportionnel, dans cette zone, à l'intégrale sur le temps du signal délivré par la chambre. Dans la mesure où on doit éliminer le fond continu du signal, on le multipliera par une fonction carrée ou pseudo-carrée telle que la largeur du créneau soit $> 2 Z_0 + l + l_0$, soit de l'ordre de 120 cm pour un échantillon et une chambre de 30 cm de long.

ETALONNAGE DU REACTEUR EN URANIUM 235 ET EN BORE

CORRECTION DE COURBURE

1 - Calcul des perturbations au premier ordre

L'équation critique de l'état non perturbé s'écrit :

$$H \phi_0 = 0 \quad (1)$$

L'équation adjointe :

$$H^* \phi_0^* = 0 \quad (2)$$

Nous créons dans le réacteur une perturbation δH telle que l'état perturbé soit critique avec un flux $\phi_0 + \delta \phi$:

$$(H + \delta H) (\phi_0 + \delta \phi) = 0$$

$$\text{soit : } H \delta \phi + \delta H (\phi_0 + \delta \phi) = 0 \quad (3)$$

L'équation (3) permet de calculer la perturbation $\delta \phi$ du flux en tout point du réacteur, et la condition critique s'écrit :

$$\langle \phi_0^*, \delta H (\phi_0 + \delta \phi) \rangle = 0 \quad (4)$$

Dans un calcul de perturbation au premier ordre, on néglige le terme $\delta H \cdot \delta \phi$ dans (3) ; la condition critique devient :

$$\langle \phi_0^*, \delta H \phi_0 \rangle = 0 \quad (5)$$

et la perturbation du flux $\delta \phi$, est solution de :

$$H \delta \phi_1 = - \delta H \phi_0 \quad (6)$$

Appliquons ceci aux expériences de remplacement d'un échantillon
soit : δH_U : variation de l'opérateur H entre un échantillon

UNat et UNat $\pm$ U5 (δN_5 noyaux)

δP_U : variation de l'opérateur associé au pilote automatique pour que le réacteur reste critique

δH_B : variation de H entre échantillon UNat et UNat + Bore (δN_B noyaux)

δP_B : variation correspondante de l'opérateur associé au pilote

δH_{U+B} : variation de H entre échantillon UNat $\pm$ U5 + Bore de teneurs supplémentaires δN_5 et δN_B

δP_{U+B} : variation correspondante de l'opérateur associé au pilote

Les opérateurs δH sont linéaires en fonction des teneurs δN_5 et δN_B ,
donc : $\delta H_{U+B} = \delta H_U + \delta H_B$ (7)

Au premier ordre, les conditions critiques s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \langle \phi_o^*, (\delta H_U + \delta P_U^1) \phi_o \rangle = 0 \\ \langle \phi_o^*, (\delta H_B + \delta P_B^1) \phi_o \rangle = 0 \\ \langle \phi_o^*, (\delta H_{U+B} + \delta P_{U+B}^1) \phi_o \rangle = 0 \end{array} \right. \quad (8)$$

$$\text{soit : } \langle \phi_o^*, \delta P_{U+B}^1 \phi_o \rangle = \langle \phi_o^*, \delta P_U^1 \phi_o \rangle + \langle \phi_o^*, \delta P_B^1 \phi_o \rangle \quad (9)$$

Il y a donc dans ce cas additivité des actions du pilote.

Ecrivons maintenant que les opérateurs δP sont proportionnels à un même opérateur P, ce qui traduit bien les conditions expérimentales (variation de $v\Sigma_f$ du pilote par variation de position) :

$$\delta P_U = \alpha_U P \quad \delta P_B = \alpha_B P \quad \delta P_{U+B} = \alpha_{U+B} P \quad (10)$$

La relation (8) montre que, au premier ordre :

$$\alpha_{U+B}^1 = \alpha_U^1 + \alpha_B^1 \quad (11)$$

donc
$$\delta P_{U+B}^1 = \delta P_U^1 + \delta P_B^1$$

Le calcul du flux perturbé se fait à partir de (6) et en utilisant les quantités δP^1 , donc calculées au premier ordre, pour traduire l'action du pilote :

$$\begin{aligned} H \delta \phi_1^U &= - (\delta H_U + \delta P_U^1) \phi_0 \\ H \delta \phi_1^B &= - (\delta H_B + \delta P_B^1) \phi_0 \\ H \delta \phi_1^{U+B} &= - (\delta H_{U+B} + \delta P_{U+B}^1) \phi_0 \end{aligned} \quad (12)$$

soit, en tenant compte de (7) et (11) :

$$\delta \phi_1^{U+B} = \delta \phi_1^U + \delta \phi_1^B \quad (13)$$

Donc, en un point quelconque du réacteur, et en particulier à l'emplacement du détecteur local, la variation du flux est la somme des variations provoquées par deux perturbations composantes.

Au premier ordre, et si l'action du pilote est traduite par la variation d'un seul opérateur, le signal global et le signal local sont linéaires en fonction de δN_5 et δN_B .

2 - Calcul des perturbations au deuxième ordre

On applique les équations (3) et (4) en utilisant un procédé itératif : on utilise le flux $\delta \phi$, calculé au premier ordre.

$$\text{Condition critique : } \langle \phi_0^*, \delta H (\phi_0 + \delta \phi_1) \rangle = 0 \quad (14)$$

$$\text{Flux perturbé : } H \delta \phi_2 = - \delta H (\phi_0 + \delta \phi_1) \quad (15)$$

Nous admettrons dans ce calcul les conditions (10) pour le pilote automatique.

2-1 - Condition critique - Signal global

Pour les trois échantillons étudiés, la condition critique est :

$$\alpha_U^2 \cdot \langle \phi_o^*, P \phi_o \rangle \cdot \left[1 + \frac{\langle \phi_o^*, P \delta \phi_U^1 \rangle}{\langle \phi_o^*, P \phi_o \rangle} \right] = - \langle \phi_o^*, \delta H_U \phi_o \rangle \left[1 + \frac{\langle \phi_o^*, \delta H_U \delta \phi_U^1 \rangle}{\langle \phi_o^*, \delta H_U \phi_o \rangle} \right]$$

(16)

$$\begin{array}{cccc} \alpha_B^2 \dots & \delta \phi_B^2 \dots & \delta H_B \dots & \delta H_B, \delta \phi_B^1 \\ \alpha_{U+B}^2 \dots & \delta \phi_{U+B}^2 \dots & \delta H_{U+B} \dots & \delta H_{U+B}, \delta \phi_{U+B}^2 \end{array}$$

Ces équations mettent en évidence le terme du 1^{er} ordre et un facteur correctif :

$$\alpha^2 = \alpha^1 \frac{1 + \frac{\langle \phi_o^*, \delta H \delta \phi^1 \rangle}{\langle \phi_o^*, \delta H \phi_o \rangle}}{1 + \frac{\langle \phi_o^*, P \delta \phi^1 \rangle}{\langle \phi_o^*, P \phi_o \rangle}} \quad (17)$$

Nous pouvons simplifier (16) en tenant compte des conditions expérimentales :

1 - Les termes $P \delta \phi^1$ sont nuls, en effet l'opérateur P est localisé au pilote sur lequel le flux thermique ne varie pratiquement pas.

(16) devient :

$$\alpha_U^2 = \alpha_U^1 \left[1 + \frac{\langle \phi_o^*, \delta H_U \delta \phi_U^1 \rangle}{\langle \phi_o^*, \delta H_U \phi_o \rangle} \right] = \alpha_U^1 (1 + \epsilon_U)$$

$$\alpha_B^2 = \alpha_B^1 \left[1 + \frac{\langle \phi_o^*, \delta H_B \delta \phi_B^1 \rangle}{\langle \phi_o^*, \delta H_B \phi_o \rangle} \right] = \alpha_B^1 (1 + \epsilon_B) \quad (18)$$

$$\alpha_{U+B}^2 = \alpha_{U+B}^1 \left[1 + \frac{\langle \phi_o^*, \delta H_{U+B} \delta \phi_{U+B}^1 \rangle}{\langle \phi_o^*, \delta H_{U+B} \phi_o \rangle} \right] = \alpha_{U+B}^1 (1 + \epsilon_{U+B})$$

2 - Les échantillons perturbateurs sont des échantillons UNat + U5 + Bore dont les sections efficaces sont pratiquement en $1/v$ et les opérateurs δH se composent d'opérateurs de production :

$$\delta H_S \varphi(\vec{r}, v) = - v_o \delta(v \Sigma_f^o) \cdot f(v) \cdot \int_0^\infty n(\vec{r}, v) dv$$

et d'opérateurs d'absorption :

$$\delta H_A \varphi(\vec{r}, v) = v_o \delta \Sigma_a^o \cdot \varphi(\vec{r}, v)$$

où Σ^o sont les sections efficaces macroscopiques à la vitesse v_o , et $f(v)$ le spectre de fission normalisée à 1 : $\int_0^\infty f(v) dv = 1$

Pour des perturbations δH_S et δH_A , les termes ϵ sont :

$$\begin{aligned} \epsilon_F &= \frac{- \int_E \int \phi_o^*(\vec{r}, v) \cdot \delta(v \Sigma_f^o) \cdot f(v) \int_0^\infty \delta n_F^1(\vec{r}, v) dv}{- \int_E \int \phi_o^*(\vec{r}, v) \cdot \delta(v \Sigma_f^o) \cdot f(v) \int_0^\infty n_o(\vec{r}, v) dv} \\ &= \frac{\int_E \int \phi_o^*(\vec{r}, v) \cdot f(v) \int_0^\infty \delta n_F^1(\vec{r}, v) dv}{\int_E \int \phi_o^*(\vec{r}, v) \cdot f(v) \int_0^\infty n_o(\vec{r}, v) dv} \end{aligned}$$

$$\epsilon_A = \frac{\int \int_E \phi_o^*(\vec{r}, v) \cdot \delta \Sigma_a^o \delta n_A^1(\vec{r}, v)}{\int \int_E \phi_o^*(\vec{r}, v) \delta \Sigma_a^o n_o(\vec{r}, v)}$$

$$= \frac{\int \int_E \phi_o^*(\vec{r}, v) \delta n_A^1(\vec{r}, v)}{\int \int_E \phi_o^*(\vec{r}, v) n_o(\vec{r}, v)}$$

$\int \int_E$: intégration en espace et en énergie sur l'échantillon.

Le facteur correctif de la perturbation résultante est :

$$\epsilon_{A+F} = \frac{\int \int_E \phi_o^*(\vec{r}, v) \left[\delta \Sigma_a^o (\delta n_A^1(\vec{r}, v) + \delta n_F^1(\vec{r}, v)) - \delta(v \Sigma_f^o) \cdot f(v) \cdot \int_0^\infty [\delta n_A^1(\vec{r}, v) + \delta n_F^1(\vec{r}, v)] dv \right]}{\int \int_E \phi_o^*(\vec{r}, v) \left[\delta \Sigma_{ao} n_o(\vec{r}, v) - \delta(v \Sigma_{fo}^o) \int_0^\infty - (v) \int_0^\infty n_o(\vec{r}, v) dv \right]}$$

$$= \frac{\delta \Sigma_a^o \int \int_E \phi_o^* \cdot (\delta n_A^1 + \delta n_F^1) - \delta(v \Sigma_f^o) \int \int_E \phi_o^* \cdot f(v) \int_0^\infty [\delta n_A^1 + \delta n_F^1] dv}{\delta \Sigma_a^o \int \int_E \phi_o^* \cdot n_o - \delta(v \Sigma_f^o) \int \int_E \phi_o^* \cdot f(v) \int_0^\infty n_o dv}$$

Les termes correspondant à la fission se simplifient ; en effet à l'énergie de fission, le flux adjoint est constant en espace sur l'échantillon, donc :

$$\int \int_E \phi_o^*(\vec{r}, v) \cdot f(v) \int_0^\infty \delta n_F^1(\vec{r}, v) dv = \lambda_1 \int \int_E \delta n_F^1(\vec{r}, v) = \lambda_1 \overline{\delta n_F^1}$$

En ce qui concerne les termes correspondant à l'absorption, nous faisons cette fois-ci une hypothèse simplificatrice en écrivant :

$$\int \int_E \phi_o^*(\vec{r}, v) \cdot \delta n_A^1(\vec{r}, v) = \lambda_2 \overline{\delta n_A^1}$$

Dans ces conditions:

$$\epsilon_F = \frac{\overline{\delta n_F^1}}{\overline{n_0}}$$

$$\epsilon_A = \frac{\overline{\delta n_A^1}}{\overline{n_0}}$$

$$\epsilon_{A+F} = \frac{\overline{\delta \Sigma_a^0} \cdot \lambda_2 (\overline{\delta n_A^1} + \overline{\delta n_F^1}) - \delta(\nu \Sigma_f^0) \cdot \lambda_1 \cdot (\overline{\delta n_A^1} + \overline{\delta n_F^1})}{\overline{\delta \Sigma_a^0} \lambda_2 \overline{n_0} - \delta(\nu \Sigma_f^0) \lambda_1 \overline{n_0}}$$

$$= \frac{\overline{\delta n_A^1 + \delta n_F^1}}{\overline{n_0}} = \epsilon_A + \epsilon_F$$

$$\text{Donc : } \epsilon_{U+B} = \epsilon_U + \epsilon_B \quad (19)$$

Si G_U et G_B sont les signaux globaux des perturbations composantes et G le signal global de la perturbation somme, et si l'on applique un calcul de perturbation au 2^{ème} ordre :

$$(20) \quad \left\{ \begin{array}{l} G_U = G_U^* (1 + \epsilon_U) \\ G_B = G_B^* (1 + \epsilon_B) \\ G_{U+B} = G_{U+B}^* (1 + \epsilon_{U+B}) = (G_U^* + G_B^*) (1 + \epsilon_U + \epsilon_B) \end{array} \right.$$

où G_U^* , G_B^* , G_{U+B}^* sont les signaux globaux calculés au premier ordre, donc linéaires en fonction des perturbations δN_5 et δN_B .

2-2 - Flux perturbé - Signal local

Le flux perturbé en tout point est calculé par (12).

$$H\delta\phi_2 = - \delta H (\phi_0 + \delta\phi_1)$$

Soit :

$$(21) \quad \left\{ \begin{array}{l} H\delta\phi_2^U = - (\delta P_U + \delta H_U) (\phi_0 + \delta\phi_1^U) \\ H\delta\phi_2^B = - (\delta P_B + \delta H_B) (\phi_0 + \delta\phi_1^B) \\ H\delta\phi_2^{U+B} = - (\delta P_{U+B} + \delta H_{U+B}) (\phi_0 + \delta\phi_1^{U+B}) \end{array} \right.$$

$$\text{Or :} \quad \delta H_{U+B} = \delta H_U + \delta H_B$$

$$\text{et} \quad \delta\phi_1^{U+B} = \delta\phi_1^U + \delta\phi_1^B$$

$$\delta P_{U+B} = \alpha_0^{U+B} \cdot P \cdot (1 + \epsilon_{U+B}) = (\alpha_0^U + \alpha_0^B) \cdot P \cdot (1 + \epsilon_U + \epsilon_B)$$

Sur le détecteur local, nous pouvons supposer que la perturbation du flux se traduit par une variation de l'amplitude de celui-ci, mais que le spectre reste le même, puisque les perturbations δH_U et δH_B sont des variations de production ou d'absorption, celle-ci en $1/v$ dans les deux cas.

Nous pouvons alors écrire :

$$(22) \quad \left\{ \begin{array}{l} \delta\phi_1^U = \mu_U \cdot \phi_0 \\ \delta\phi_1^B = \mu_B \cdot \phi_0 \\ \delta\phi_1^{U+B} = \mu_{U+B} \cdot \phi_0 \end{array} \right.$$

$$\text{et} \quad \mu_{U+B} = \mu_U + \mu_B$$

Alors :

$$(23) \left\{ \begin{array}{l} H\delta\phi_2^U = -\alpha_o^U \cdot P \cdot (1+\epsilon_U) \phi_o + \delta H_U (1+\mu_U) \phi_o \\ H\delta\phi_2^B = -\alpha_o^B \cdot P \cdot (1+\epsilon_B) \cdot \phi_o + \delta H_B (1+\mu_B) \phi_o \end{array} \right.$$

$$H\delta\phi_2^{U+B} = -(\alpha_o^U + \alpha_o^B) \cdot P \cdot (1+\epsilon_U + \epsilon_B) \phi_o + (\delta H_U + \delta H_B) (1+\mu_U + \mu_B) \phi_o$$

qui sont à comparer à :

$$(24) \left\{ \begin{array}{l} H\delta\phi_1^U = -\alpha_o^U \cdot P \cdot \phi_o + \delta H_U \phi_o \\ H\delta\phi_1^B = -\alpha_o^B \cdot P \cdot \phi_o + \delta H_B \phi_o \\ H\delta\phi_1^{U+B} = -(\alpha_o^U + \alpha_o^B) \cdot P \cdot \phi_o + (\delta H_U + \delta H_B) \phi_o \end{array} \right.$$

Au niveau du détecteur local, l'influence du pilote est extrêmement faible vis-à-vis de l'influence de l'échantillon et on peut écrire :

$$(25) \left\{ \begin{array}{l} H\delta\phi_2^U = H\delta\phi_1^U (1+\mu_U) \\ H\delta\phi_2^B = H\delta\phi_1^B (1+\mu_B) \\ H\delta\phi_2^{U+B} = H\delta\phi_1^{U+B} (1+\mu_{U+B}) \end{array} \right.$$

Soit :

$$(26) \left\{ \begin{array}{l} \delta\phi_2^U = \delta\phi_1^U (1+\mu_U) \\ \delta\phi_2^B = \delta\phi_1^B (1+\mu_B) \\ \delta\phi_2^{U+B} = \delta\phi_1^{U+B} (1+\mu_{U+B}) = (\delta\phi_1^U + \delta\phi_1^B) (1+\mu_U + \mu_B) \end{array} \right.$$

Si ΔL_U et ΔL_B sont les signaux locaux des échantillons $UNat + \delta N_5$ et $UNat + \delta N_B$ et ΔL_{U+B} celui de l'échantillon $UNat + \delta N_5 + \delta N_B$ et si l'on admet comme suffisante l'approximation au 2^{ème} ordre :

$$\begin{aligned}\Delta L_U &= \Delta L_U^* (1 + \mu_U) \\ (27) \quad \Delta L_B &= \Delta L_B^* (1 + \mu_B) \\ \Delta L_{U+B} &= \Delta L_{U+B}^* (1 + \mu_{U+B}) = (\Delta L_U^* + \Delta L_B^*) (1 + \mu_U + \mu_B)\end{aligned}$$

où les ΔL^* sont les signaux locaux calculés au premier ordre, donc linéaires en fonction des perturbations δN_5 et δN_B .

3 - Interprétation des mesures d'étalonnage par la méthode hétérogène*

3-1 - Principe de la méthode

La méthode hétérogène n'est pas utilisée actuellement pour l'interprétation des expériences d'oscillations. Cependant, les résultats de l'étude faite en [2] sont intéressants et nous les rappelons ici.

Cette méthode permet de calculer la condition critique et les flux en théorie âge-diffusion dans le réacteur représenté par :

- un modérateur homogène infini
- un nombre de fils parallèles, homogènes et de longueur infinie, représentant les canaux chargés.

On étudie l'influence sur les flux de la variation des propriétés d'absorption et de production du fil placé au centre, modèle de l'échantillon remplacé, la condition critique étant obtenue par la variation de production d'un fil de la périphérie du réacteur, simulant le pilote automatique.

* Cette étude est due à J.C. Lefèbvre.

Chaque fil est caractérisé par deux coefficients α_1 et β_1 représentant respectivement la production de neutrons rapides et l'absorption de neutrons thermiques, le calcul de α et β est fait, pour chaque canal, à partir d'un calcul de cellule classique [8]. Le calcul des flux est fait en calculant, à partir des sources de fission localisées au barreau, la densité de ralentissement à une énergie correspondant à l'énergie de coupure classique des calculs de cellule, en théorie de l'âge.

On applique ensuite la théorie de la diffusion à 1 groupe "thermique", les absorptions résonnantes étant groupées à l'énergie de coupure. Le "flux thermique" ainsi calculé représente l'intégrale de la densité neutronique entre 0 et l' ∞ , pour des neutrons ayant passé l'énergie de coupure par ralentissement.

3-2 - Résultats

Soient $\delta\alpha_1$ et $\delta\beta_1$ les variations de α et β du fil central entre cas non perturbé (le fil représente un combustible UNat) et cas perturbé (le fil représente un combustible UNat $\pm$ U5 + Bore).

a) Signal_global

Si $\delta\alpha_n$ représente la variation du paramètre α caractéristique du pilote automatique nécessaire pour rétablir la criticité ($\delta\rho_n = 0$) :

$$\delta\alpha_n = \frac{A \delta\alpha_1 + B \delta\beta_1}{1 + C \delta\alpha_1 + D \delta\beta_1} \quad (28)$$

où A, B, C, D sont des coefficients liés au réacteur non perturbé. La variation du coefficient de production de la barre simulant le pilote automatique est une fraction rationnelle du premier degré des variations $\delta\alpha_1$ et $\delta\beta_1$ des coefficients d'absorption et de production de la barre centrale.

b) Signal local

La normalisation des flux est réalisée entre cas non perturbé et cas perturbé, tous les deux critiques, en maintenant le flux constant en un point de la périphérie du réacteur. En tenant compte de la relation (28), on exprime la variation du flux en tout point du réacteur en fonction de $\delta\alpha_1$ et $\delta\beta_1$ de la barre centrale :

$$\delta\phi = \frac{b_1 \delta\beta_1 + b_3 \delta\alpha_1 + b_5 \delta\beta_1^2 + b_7 \delta\alpha_1^2 + b_9 \delta\alpha_1 \delta\beta_1}{1 + b_2 \delta\beta_1 + b_4 \delta\alpha_1 + b_6 \delta\beta_1^2 + b_8 \delta\alpha_1^2 + b_{10} \delta\alpha_1 \delta\beta_1} \quad (29)$$

On obtient cette fois-ci une fraction rationnelle du deuxième degré des variations $\delta\alpha_1$ et $\delta\beta_1$; les coefficients b dépendent du réacteur non perturbé et de la position du point où l'on calcule $\delta\phi$.

Le signal local est proportionnel à la valeur de $\delta\phi$ au niveau du détecteur local.

3-3 - Une méthode d'interprétation

On détermine les coefficients des équations (28) et (29) à partir des mesures d'étalonnage en ^{235}U et en Bore.

Connaissant les signaux G et ΔL d'un échantillon $\text{UNat} \pm \text{U5} + \text{Bore}$, l'inversion des relations (28) et (29) permet de calculer les quantités $\delta\alpha_1$ et $\delta\beta_1$ relatives à cet échantillon.

Connaissant $\delta\alpha_1$ et $\delta\beta_1$, on en déduit les teneurs δN_5 et δN_B de l'échantillon.

Remarque : Pratiquement cette méthode donne les mêmes résultats que celle que nous avons exposée au § III (première partie). Elle a d'ailleurs permis un calcul numérique des corrections de courbure qui vérifie l'approximation faite dans le calcul de perturbation.

- A N N E X E III -

EFFET DES NEUTRONS RETARDES

En régime statique, si l'on compare le réacteur avec échantillon U-Pu au centre au même réacteur avec son équivalent au centre, la criticité étant réalisée grâce au pilote automatique, la définition de l'échantillon équivalent garantit l'égalité du signal global des deux échantillons et une correspondance entre leurs signaux locaux liée à la structure fine du flux au voisinage de l'échantillon.

Dans les expériences d'oscillations, la détermination des signaux des différents échantillons est faite en oscillant chaque échantillon entre deux positions du canal central : il y a donc apparition de phénomènes liés aux neutrons retardés.

Si l'on compare l'échantillon U-Pu et son équivalent pendant un régime permanent d'oscillations - régime qui est pratiquement réalisé expérimentalement puisque chaque mesure comporte plusieurs cycles et que l'on attend qu'un régime d'équilibre s'établisse - ces deux échantillons ont à chaque instant même absorption totale mais leurs productions de neutrons diffèrent puisque les abondances relatives de neutrons retardés ne sont pas les mêmes pour ^{235}U et ^{239}Pu : à chaque instant le signal mesuré, global ou local, est proportionnel au nombre de neutrons réellement émis par l'échantillon, multiplié par l'importance de ces neutrons vis-à-vis du signal. Nous allons calculer la différence qui en résulte sur le signal mesuré, qui est une quantité intégrale du signal instantané.

1 - Effet des neutrons retardés sur le signal global

Soit $\Delta G(t)$ la différence, à l'instant t , entre le signal global de l'échantillon U-Pu et celui de l'équivalent ; le signal global est ici la position de la barre du pilote automatique. $\Delta G(t)$ est formé de deux termes :

- un terme de "déficit" lié aux neutrons prompts, proportionnel à la différence des abondances de neutrons retardés pour les deux échantillons.
- un terme de "gain" lié à l'émission des neutrons retardés par les noyaux précurseurs présents dans l'échantillon.

Soit :

$$(1) \quad \Delta G(t) = - B \phi^*(t) (\beta_U - \beta_P) \nu \Sigma f_P n(t) + B \phi^*(t) \sum_{k=1}^n \lambda_k \left[C_k^U(t) - C_k^P(t) \right]$$

$$(2) \quad \frac{dC_k^{U,P}(t)}{dt} = - \lambda_k C_k^{U,P}(t) + \beta_k \nu \Sigma f_P n(t)$$

$\beta_k^{U,P}$: abondance relative de neutrons retardés du groupe k pour ^{235}U ou ^{239}Pu .

$$\beta_U = \sum_{k=1}^n \beta_k^U \qquad \beta_P = \sum_{k=1}^n \beta_k^P$$

n : nombre de groupes de neutrons retardés

λ_k : constante de décroissance des précurseurs du groupe k (ce sont les mêmes pour ^{235}U et ^{239}Pu , ce qui permet la mise en facteur de λ_k).

$\phi^*(t)$: importance des neutrons de fissions émis par l'échantillon vis-à-vis du global : flux adjoint

B : facteur de proportionnalité

$n(t)$: densité neutronique moyenne dans l'échantillon

$\hat{\nu}\Sigma f_P \cdot n(t)$: taux de production de neutrons dans l'échantillon
en régime statique

$(\beta_U - \beta_P) \cdot \hat{\nu}\Sigma f_P \cdot n(t)$: "déficit" de neutrons prompts émis entre
échantillon U-Pu et équivalent

La solution de (2) est :

$$C_k(t) = e^{-\lambda_k t} \cdot \beta_k \hat{\nu}\Sigma f_P \cdot \int n(t) e^{\lambda_k t} dt + C e^{-\lambda_k t} \quad (3)$$

C : constante

soit :

$$C_k^U(t) - C_k^P(t) = \hat{\nu}\Sigma f_P \cdot (\beta_k^U - \beta_k^P) e^{-\lambda_k t} \int n(t) e^{\lambda_k t} dt \quad (4)$$

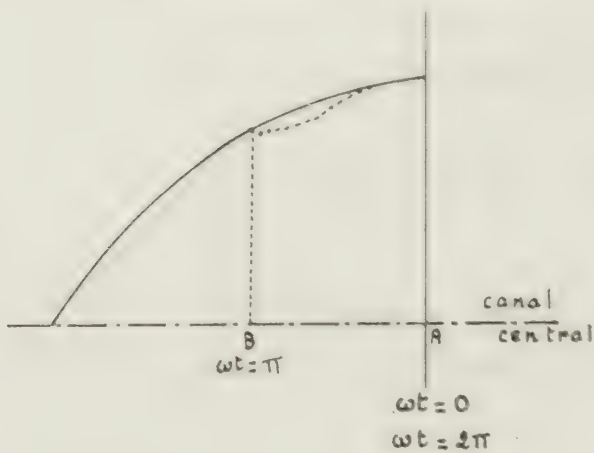
(1) s'écrit :

$$\Delta G(t) = - B \hat{\nu}\Sigma f_P \cdot \Delta\beta \cdot \phi^*(t) n(t) + B \hat{\nu}\Sigma f_P \phi^*(t) \sum_{k=1}^n \lambda_k \Delta\beta_k \cdot e^{-\lambda_k t} \int \phi^n(t) e^{\lambda_k t} dt \quad (5)$$

où : $\Delta\beta = \beta_U - \beta_P$

$$\Delta\beta_k = \beta_k^U - \beta_k^P$$

a) La densité : On oscille l'échantillon entre deux positions



A et B du canal central,

(A : milieu du canal).

Plaçons-nous dans le cas où le mouvement de l'oscillateur est "triangulaire" (double mouvement uniforme de l'échantillon).

$n(t)$ a alors la forme du flux entre A et B et sa dépendance en fonction du temps est donnée par le mouvement de l'oscillateur.

Nous représentons $n(t)$ par une fonction simple :

$$n(t) = \phi_0 + \phi_1 \cos \omega t$$

$$\text{où } \phi_0 = \frac{1}{2} (\phi_A + \phi_B)$$

$$\phi_1 = \frac{1}{2} (\phi_A - \phi_B)$$

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \quad T, \text{ période du mouvement de l'oscillateur} \\ (\text{temps mis pour effectuer le trajet ABA}).$$

Dans ces conditions :

$$(6) \int n(t) e^{\lambda_k t} dt = \int (\phi_0 + \phi_1 \cos \omega t) dt$$

$$= \frac{\phi_0}{\lambda_k} e^{\lambda_k t} + \frac{\phi_1}{\omega \left(\frac{\lambda_k^2}{\omega^2} + 1 \right)} e^{\lambda_k t} \left(\frac{\lambda_k}{\omega} \cos \omega t + \sin \omega t \right)$$

b) L'importance : c'est le flux adjoint, qui suit la même loi en fonction du temps que la densité atomique :

$$\phi^*(t) = \phi_0 + \phi_1 \cos \omega t$$

Soit :

$$(7) \quad \Delta G(t) = -B v \hat{z} f_p \left\{ \Delta \beta \left[\phi_0 + \phi_1 \cos \omega t \right]^2 - \left[\phi_0 + \phi_1 \cos \omega t \right] \sum_{k=1}^n \Delta \beta_k \left[\phi_0 + \frac{\phi_1}{\lambda_k^2} \cdot \frac{\lambda_k}{\omega} \left(\frac{\lambda_k}{\omega} \cos \omega t + \sin \omega t \right) \right] \right\}$$

Ce qui nous intéresse, c'est la compétition entre "déficit" et "gain" au niveau du résultat de la mesure, c'est-à-dire après l'opération $\int_0^T G(t) \cos \omega t dt$ effectuée par le vélodyne.

L'intégration $\int_0^T \Delta G(t) \cos \omega t dt$ fournit deux termes :

1^{er} terme : "déficit"

$$\Delta \beta \int_0^T \cos \omega t \left[\phi_0 + \phi_1 \cos \omega t \right]^2 dt = \Delta \beta \cdot \phi_0 \phi_1 \cdot \frac{\pi}{\omega} \quad (8) \quad (8)$$

2^{ème} terme : "gain"

$$\int_0^T \cos \omega t \left[\phi_0 + \phi_1 \cos \omega t \right] \sum_{k=1}^n \Delta \beta_k \left[\dots \right] = \phi_0 \phi_1 \cdot \frac{\pi}{\omega} \cdot \sum_{k=1}^n \Delta \beta_k \left(1 + \frac{\lambda_k^2}{\lambda_k^2 + \omega^2} \right) \quad (9)$$

en tenant compte de $\sum_{k=1}^n \Delta \beta_k = \Delta \beta$

Le rapport du gain au déficit est :

$$\alpha = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \frac{\frac{n}{\lambda_k} \frac{\Delta \beta_k}{\Delta \beta}}{\frac{\lambda_k^2}{\lambda_k^2 + \omega^2}} \quad (10)$$

Ce rapport donne la fraction des neutrons perdus au niveau de l'émission prompt qui sont récupérés dans le signal final. On voit en particulier que pour λ_k^2 très petit devant ω^2 (période de décroissance du précurseur très grande devant la période du mouvement), la moitié des neutrons retardés sont récupérés ; dans tous les autres cas la proportion est supérieure.

Si nous comparons l'échantillon U-Pu et son équivalent, la différence d'émission est proportionnelle à :

$\Delta \beta \times v \hat{\Sigma} f_p$, ce qui se traduit par une différence de signal :

$$\Delta \beta \times (N_5^0 - N_5 + \delta N_5) \times g_5^f$$

où $N_5^0 + \delta N_5$ est la teneur en ^{235}U de l'échantillon équivalent et N_5 celle de l'échantillon U-Pu (donc la différence représente bien la composante "production" de l'échantillon U-Pu).

g_5^f est la pente de la variation du global avec le nombre de noyaux de ^{235}U lorsque seule la production de neutrons est prise en compte.

Sur ces $\Delta \beta$ neutrons, une fraction α est prise en compte dans le signal de l'équivalent, donc la différence de signal global entre U-Pu et équivalent est :

$$\delta G = \Delta \beta (1 - \alpha) \cdot (N_5^0 - N_5 + \delta N_5) g_5^F \quad (11)$$

on obtient donc le signal global de l'échantillon équivalent en diminuant celui de l'échantillon U-Pu de cette quantité.

Remarque : on calcule g_5^f en retranchant de g_5 sa composante relative à l'absorption :

$$g_5^f = g_5 - g_5^a = g_5 - g_B \cdot \frac{\sigma_{a5}}{\sigma_{aB}} \quad (12)$$

Application numérique

a) Données relatives aux neutrons retardés* :

k	demi-vie (s)	λ_k (s^{-1})	β_k^U	β_k^P	$\Delta\beta_k$
1	55	0,0126	0,02	0,01	0,01
2	23	0,0303	0,14	0,06	0,08
3	5,9	0,117	0,13	0,04	0,09
4	2,2	0,313	0,26	0,07	0,19
5	0,61	1,13	0,07	0,02	0,05
6	0,24	2,9	0,03	0,01	0,02

$$\beta_U = 0,65$$

$$\beta_P = 0,21$$

$$\Delta\beta = 0,44$$

Les abondances relatives β sont données pour 100 neutrons de fission.

b) Données relatives au mouvement :

MARIUS 67 : T = 15 s $\omega = 0,419$

CESAR 69 : T = 30 s $\omega = 0,209$

c) Résultat :

MARIUS 67 : $\alpha = 0,65$

CESAR 69 : $\alpha = 0,75$

* d'après "Reactor Physics Constants - ANL 5800 - second edition (1963)"

d) Application à un échantillon caractéristique :

$$22-30-3 : N_5^0 - N_5 + \delta N_5 = \begin{cases} 0,285 \cdot 10^{21}/\text{cm}^3 & (\text{CESAR } 69) \\ 0,280 \cdot 10^{21}/\text{cm}^3 & (\text{MARIUS } 67) \end{cases}$$

$$\text{MARIUS } 67 : g_5^f = 2770$$

$$\Delta \beta (1-\alpha) g_5^f = 4,27$$

$$\delta G = 1,2$$

$$\text{CESAR } 69 : g_5^f = 2445$$

$$\Delta \beta (1-\alpha) g_5^f = 2,69$$

$$\delta G = 0,7$$

2 - Effet des neutrons retardés sur le signal Local

Soit $\Delta L(t)$ la différence, à l'instant t , entre le signal local de l'échantillon équivalent déterminé à partir du signal local de l'échantillon U-Pu par le calcul de $L_P - L_E$ et le signal local tenant compte des neutrons retardés.

De la même façon que $\Delta G(t)$, $\Delta L(t)$ est la somme d'un terme de déficit lié aux neutrons prompts, et d'un terme de gain provenant de l'émission des neutrons retardés. La seule différence entre local et global est que l'importance vis-à-vis du détecteur local des neutrons de fission émis par l'échantillon n'est pas le flux adjoint $\phi^*(t)$ mais une fonction inconnue $I(t)$.

$$(13) \Delta L(t) = - B' v \hat{\Sigma} f_P \left\{ (\beta_U - \beta_P) I(t) n(t) + I(t) \sum_{k=1}^n \lambda_k \left(C_k^U(t) - C_k^P(t) \right) \right\}$$

$$(14) \frac{dC_k(t)}{dt} = - \lambda_k C_k(t) + \beta_k v \hat{\Sigma} f_P n(t)$$

Nous prenons pour $n(t)$ la même forme que précédemment :

$$n(t) = \phi_0 + \phi_1 \cos \omega t$$

Soit :

$$(15) \quad \Delta L(t) = B' \sum_{k=1}^n f_P \left\{ (\beta_U - \beta_P) I(t) [\phi_0 + \phi_1 \cos \omega t] \right. \\ \left. - I(t) \sum_{k=1}^n (\beta_k^U - \beta_k^P) \left[\phi_0 + \frac{\phi_1}{\frac{\lambda_k^2}{\omega^2} + 1} \cdot \frac{\lambda_k}{\omega} \left(\frac{\lambda_k}{\omega} \cos \omega t + \sin \omega t \right) \right] \right\}$$

Nous prenons pour la fonction $I(t)$ une fonction qui s'annule lorsque l'échantillon est loin du détecteur local (position B) et qui est maximum lorsque l'échantillon est au niveau de ce détecteur; et nous comparons deux fonctions possibles :

$$I_1(t) = \frac{1}{2} (1 + \cos \omega t)$$

$$I_2(t) = \frac{1}{4} (1 + \cos \omega t)^2$$

L'intégration $\int_0^T \Delta L(t) \cos \omega t dt$ fournit deux termes ; et nous calculons le rapport du gain au déficit.

1^{er} cas : $I(t) = I_1(t)$

1^{er} terme = $\Delta P \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{\pi}{\omega} (\phi_0 + \phi_1)$

2^{ème} terme = $\sum_{k=1}^n \Delta P_k \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{\pi}{\omega} \left(\phi_0 + \phi_1 \frac{\lambda_k^2}{\lambda_k^2 + \omega^2} \right)$

Rapport gain/déficit :

$$\alpha_1' = \frac{1 + \frac{\phi_1}{\phi_0} \sum_1^n \frac{\Delta \beta_k}{\Delta \beta} \cdot \frac{\lambda_k^2}{\lambda_k^2 + \omega^2}}{1 + \frac{\phi_1}{\phi_0}}$$

2^{ème} cas : $I(t) = I_0(t)$

$$1^{\text{er}} \text{ terme} = \Delta \beta \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{\pi}{\omega} (\phi_0 + \frac{7}{8} \phi_1)$$

$$2^{\text{ème}} \text{ terme} = \sum_1^n \Delta \beta_k \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{\pi}{\omega} \left(\phi_0 + \frac{7}{8} \phi_1 - \frac{\lambda_k^2}{\lambda_k^2 + \omega^2} \right)$$

Rapport gain/déficit :

$$\alpha_2' = \frac{1 + \frac{7}{8} \frac{\phi_1}{\phi_0} \sum_1^n \frac{\Delta \beta_k}{\Delta \beta} \frac{\lambda_k^2}{\lambda_k^2 + \omega^2}}{1 + \frac{7}{8} \frac{\phi_1}{\phi_0}}$$

De la même façon que pour le signal Global, l'effet des neutrons retardés se traduit par une diminution δL du signal Local de l'échantillon équivalent d'une quantité :

$$\delta L = \Delta \beta (1 - \alpha'). (N_5^0 - N_5 + \delta N_5) l_5^f$$

Nous allons voir par l'application numérique qu'une perte de 10 % des neutrons retardés a un effet tout à fait négligeable sur le signal Local (surtout sensible à l'absorption) et qu'il n'y a pas lieu d'en tenir compte.

Application numérique

a) Les données relatives aux neutrons retardés sont celles du paragraphe précédent. La période du mouvement est de 30 s (expériences avec Local : CESAR 69).

$$\sum_{k=1}^n \frac{\Delta \sigma_k}{\Delta \sigma} \cdot \frac{\lambda_k^2}{\lambda_k^2 + \omega^2} = 0,496$$

b) La hauteur extrapolée de la pile est de 460 cm et la distance entre les points A et B de 120 cm.

$$\text{Donc : } \phi_A = 1 \qquad \phi_B = 0,6884$$

$$\phi_0 = 0,8442 \qquad \phi_1 = 0,1558$$

c) Proportion de neutrons retardés récupérés :

$$\alpha'_1 = 0,92$$

$$\alpha'_2 = 0,93$$

On voit que plus la courbe d'importance est pointue, plus on récupère les neutrons retardés.

On peut considérer que l'on perd au maximum 10 % des neutrons retardés.

d) Effet des neutrons retardés sur le signal Local (cas $\alpha' = 0,9$)

$$l_5^f = l_5^a - l_5^a = l_5^a - l_B \frac{\sigma_{a5}}{\sigma_{aB}}$$

$$l_5^f = - 502$$

$$\Delta \phi (1 - \alpha') l_5^f = - 0,261$$

Application à l'échantillon 22-30-3

$$\delta L = - 0,261 \times 0,285 = - 0,07$$

On devrait donc ajouter 0,07 au signal Local de cet échantillon : cet effet est tout à fait négligeable (il est de 0,09 pour l'échantillon le plus chargé en ^{239}Pu). Ceci est dû essentiellement au fait que la fission a un faible poids sur le signal local.

- A N N E X E IV -

1 - Teneurs des échantillons U-Pu

Nous donnons les teneurs des échantillons oscillés dans CESAR (1969)

Les nombres de noyaux sont en $10^{21}/\text{cm}^3$

Le nombre de noyaux de ^{238}U est, pour tous les échantillons :

$$N_8 = 47,724$$

Le nombre de noyaux de ^{235}U pour l'uranium naturel est :

$$N_5^0 = 0,34619$$

Tableau 1

Echantillons	^{235}U	^{239}Pu	^{241}Pu	^{240}Pu	^{242}Pu	^{241}Am
45-15-8	0,22559	0,06370	0,00036	0,00543	0,00002	0,00017
45-20-8	0,22559	0,08642	0,00046	0,00738	0,00003	0,00022
45-25-3	0,21132	0,11592	0,00012	0,00372	0	0,00010
45-25-20	0,22702	0,09530	0,00344	0,01631	0,00152	0,00057
22-25-3	0,10891	0,11213	0,00016	0,00437	0	0,00008
22-30-3	0,11000	0,13608	0,00019	0,00517	0	0,00009
22-35-3	0,10996	0,15699	0,00022	0,00597	0	0,00011
22-30-8	0,10370	0,12896	0,00073	0,01100	0,00005	0,00035
22-35-8	0,11172	0,14807	0,00084	0,01263	0,00005	0,00040
22-25-20	0,09922	0,09199	0,00243	0,02272	0,00036	0,00110
22-30-20	0,09917	0,11027	0,00291	0,02724	0,00043	0,00132
35-25-35	0,17138	0,07886	0,00758	0,02699	0,00374	0,00097
35-30-35	0,17195	0,09308	0,00899	0,03199	0,00443	0,00114
35-35-35	0,17152	0,11169	0,1038	0,03832	0,00526	0,00134

2 - Valeurs calculées par THERMOS

Tableau 2 - MARIUS 67 -

Echantillons	$\bar{n}_P/\bar{n}_E$	α	β	$\hat{\sigma}'/\hat{\sigma}^{(*)}$
45-15-8	1,02906	1,00091	1,00056	0,98830
45-20-8	1,03712	1,00111	1,00064	0,97080
45-25-20	1,04511	1,00202	1,00129	0,96420
22-25-3	1,04332	1,00162	1,00113	0,99590
22-30-3	1,05133	1,00252	1,00159	0,97510
22-35-3	1,05751	1,00305	1,00199	0,96100
22-30-8	1,05262	1,00236	1,00153	0,98170
22-35-8	1,05820	1,00268	1,0017	0,96680
22-25-20	1,04440	1,00131	1,00081	1,00560
22-30-20	1,05230	1,00243	1,00180	0,99250
35-30-35	1,05023	1,00255	1,00189	0,97790
35-35-35	1,05745	1,00318	1,00225	0,96910

* Valeur de la correction d'environnement pour le plutonium 240.

Tableau 3 - CESAR 69 -

Echantillons	$\bar{n}_P/\bar{n}_E$	α	β	$\hat{\sigma}'/\hat{\sigma}$
45-15-8	1,03263	1,00195	1,00109	0,99435
45-20-8	1,04111	1,00211	1,00114	0,97306
45-25-3	1,04652	1,00212	1,00088	0,95580
45-25-20	1,04845	1,00238	1,00111	0,96289
22-25-3	1,04710	1,00260	1,00151	1,00299
22-30-3	1,05401	1,00271	1,00127	0,97932
22-35-3	1,05971	1,00282	1,00133	0,96164
22-30-8	1,05601	1,00304	1,00167	0,98422
22-35-8	1,06143	1,00294	1,00144	0,96663
22-25-20	1,05033	1,00332	1,00208	1,00901
22-30-20	1,05715	1,00340	1,00204	0,99327
35-25-35	1,04776	1,00281	1,00166	0,98773
35-30-35	1,05350	1,00275	1,00162	0,97679
35-35-35	1,06037	1,00312	1,00169	0,96612

BIBLIOGRAPHIE SOMMAIRE

I - LES EXPERIENCES DE REMPLACEMENT

I-1 - PCTR

- 1 D.J. DONAHUE, D.D. LANNING, R.A. BENNETT and R.E. HEINEMANN
Determination of k_{∞} from critical experiments with the PCTR.
Nuclear Sci. Eng., 4, 297 (1958).
- 2 R.E. HEINEMANN
Experience on the Use of the Physical Constants Testing
Reactor. Progress in nuclear energy, Series II, Reactors,
Vol. 2, p. 336, London : Pergamon Press (1958).
- 3 D.D. LANNING
The determination of k_{∞} from measurements on a small test
sample in a critical assembly
Ph. D. Thesis - M.I.T. (1963).
- 4 G. GHILARDOTTI, G. MONTAGNINI, E. VIGLIANO
Indagine teorica sul metodo della reattività nulla
EUR 3637 i (1967).
- 5 M. HERRY
Une méthode de perturbation pour la mesure des propriétés
neutroniques d'un milieu multiplicateur : la méthode du
"Physical Constants Test Reactor" (PCTR)
Thèse de docteur ès sciences appliquées, Faculté des
Sciences d'ORSAY (1968).

I-2 - Remplacement progressif

- 6 P. TANGUY
Reacteur G1 - Variation du laplacien matière de G1 avec
le rayon du barreau d'uranium
Rapport CEA N° 670 "E".
- 7 P. BACHER - R. NAUDET
Mesures de laplaciens par la méthode du remplacement
progressif
Journal of Nuclear Energy - Part A : Reactor Science
Vol. 13, p. 112 à 127 (1961).
- 8 P. BACHER et al.
Réseaux à uranium naturel - graphite
2^{ème} Conférence de Genève, 1958 - P/1191.
- 9 R. PERSSON
Perturbation method of analysis applied to substitution
measurements of buckling.
Nukleonik, 10 - 163-177 (Oct. 1967).
- 10 A. OKAZAKI et D.S. CRAIG
Determination of lattice parameters using a few rods
AECL 2593 (1967).
- 11 G. CASINI - M. PAILLON
Buckling measurements with a reduced number of fuel
elements
JNE - 21-7-15 (1967).

II - LA METHODE D'OSCILLATIONS

A - Historique

- 12 A.M. WEINBERG, H.C. SCHWEINLER
Theory of oscillating absorber in a chain reactor,
Physical Review, 74, 8, 851-863 (1948) et A.E.C.D. 2044.
- 13 A. LANGSDORF
Oscillatory method for measuring neutron cross sections
by the effect on the reactivity of a chain reacting pile
Physical Review, 74, 1216-1217 (1948).
- 14 J. HOOVER et al.
Measurement of neutron absorption cross section with a
pile oscillator
Physical Review, 74, 8, 864-870 (1948).
- 15 F.C.W. COLMER, D.J. LITTLER
Pile neutron absorption cross sections of some of the
elements (Letter).
Proceedings of the Physical Society (G.B.) 63, part 10,
370 A, 1175-1176 (1950).
- 16 V. RAIEVSKI, J. YVON
La modulation du flux de neutrons dans le réflecteur
d'une pile sous l'effet de l'absorption et de la
diffusion
Comptes rendus de l'Académie des Sciences (Fr) 231,
345-347 (1950).
- 17 A. ERTAUD, V. RAIEVSKI, D. BRETON
Méthode d'oscillation dans la pile appliquée à la
comparaison d'échantillons de graphite
Journal de Physique et le Radium, 12, 784-788 (1951).

18 D. BRETON

Contrôle des matériaux par la méthode d'oscillation
à la pile de CHATILLON
Rapport CEA N° 400 -(1955)- Conférence de GENEVE (1955).

19 V. RAIEVSKI

Physique des Piles Atomiques
Presses Universitaires de France (1960).

B - Thèses de 3^{ème} Cycle

20 D. MENESSIONIER

Mesure des sections efficaces effectives d'échantillons
fissiles par la méthode d'oscillation : étude de la
perturbation locale de la densité de neutrons et appli-
cation à des échantillons d'alliage uranium-plutonium
ORSAY (1966)

21 J. BOUCHARD

Etude des fonctions d'importance dans un milieu modérateur
et dans un élément combustible par la méthode d'oscillation
ORSAY (1964).

22 J. LUFFIN

Mesure des sections efficaces effectives d'échantillons
de combustibles irradiés par la méthode d'oscillation
ORSAY (1968).

23 C. CARNEIRO DA SILVA

Mesure des sections efficaces de l' U_{233} dans un
assemblage critique
ORSAY (1969).

C - Congrès et Communications

- 24 R. VIDAL et al.
Symposium on exponential and critical experiments
AIEA Amsterdam (1963) - Proceedings, vol. III, p. 141.
- 25 Proceedings of the conference on analysis of few rods
experiments in reactor physics - CCR Ispra, Mai 1969
EUR 4470 e (1970).
- 26 R. VIDAL, M. ROBIN, C. CARNEIRO DA SILVA
Mesure des sections efficaces de l'uranium 233 pour les
neutrons thermiques
Conférence AIEA sur les constantes nucléaires -
Helsinki juin 1970.

D - Autres articles et rapports

- 27 BANNERMAN R.C. et al.
Analysis of the results of reactivity change measurements
on plutonium-uranium fuel elements
AEEW - M 441 (1964).
- 28 TATTERSALL R.B. et al.
Reactivity change measurements on plutonium-uranium fuel
elements in HECTOR - experimental technique and results
AEEW - R 376 (1964).
- 29 BANNERMAN R.C.
Analysis of Reactivity Measurements in HECTOR on single
plutonium-uranium oxide clusters
AEEW - R 499 (1968).
- 30 F. BEONIO - BROCCHERI et al.
Reactivity worths of Pu-U clusters by the reactor
oscillation method
Trans. ANS 1969 - vol 12 n° 1 - p. 198-199.

Vu et approuvé
Orsay, le 25 novembre 1970
Le Doyen de la Faculté des Sciences
d'Orsay

G. POITOU

